



*Российская Академия Наук*

# НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XXVIII  
Международного симпозиума

11–15 марта 2024 года

## Том 1

Нижний Новгород  
2024

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Труды XXVIII Международного симпозиума**

*11–15 марта 2024 г., Нижний Новгород*

## ***Том 1***

*Секция 1*

Сверхпроводящие наносистемы

*Секция 2*

Магнитные наноструктуры

*Секция 5*

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

УДК 538.9(063)  
ББК 22.37я431  
32.844.2я431  
Н-25

Н-25 **Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXVIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.).**  
В 2 томах. Том 1-й. — Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2024. — 560 с.  
ISBN 978-5-8048-0123-7

#### Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Отделение физических наук РАН  
Научный совет РАН по физике полупроводников  
Научный совет РАН по физике конденсированных сред  
Институт физики микроструктур РАН  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского  
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

#### Программный комитет

А. В. Акимов, к.ф.-м.н.	РКЦ, ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН, Москва
А. Ю. Аладышкин, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В. В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И. С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка
В. А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
В. А. Быков, д.т.н.	NT-MDT Spectrum Instruments, Москва
В. А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В. И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Гапонов, академик РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
К. Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А. М. Прохорова РАН, Москва
С. В. Зайцев-Зотов, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
С. В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е. Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В. В. Кведер, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
З. Ф. Красильник, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
И. В. Кукушкин, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
В. Д. Кулаковский, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Латышев, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
А. С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. А. Мильяев, д.ф.-м.н.	ИФМ УрО РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург
В. Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
А. В. Новиков, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черноголовка
В. В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Садовников, к.ф.-м.н.	СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Саратов
<u>Н. Н. Салашенко</u> , чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Д. А. Татарский, к.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород, учёный секретарь
Ю. А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А. А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
А. В. Чаплик, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
Н. И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Т. В. Шубина, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

#### Организационный комитет

А. В. Новиков	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
В. Г. Беллюстина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Зорина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. В. Иконников	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д. А. Камелин	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Р. С. Малофеев	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. С. Михайленко	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Н. Садова	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Е. Пестов	ИФМ РАН, Нижний Новгород

ISBN 978-5-8048-0123-7

ББК 22.37я431  
32.844.2я431

© ИПФ РАН, 2024  
© ИФМ РАН, 2024

## СПОНСОРЫ СИМПОЗИУМА



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, [ntmdt-si.ru](http://ntmdt-si.ru)



АО «Завод ПРОТОН», [microscopy.su](http://microscopy.su)



ООО «ПОЛИКЕТОН», [www.okm2.ru](http://www.okm2.ru)



АО «Научное и технологическое оборудование», [semiteq.ru](http://semiteq.ru)



SCONTEL, [scontel.ru](http://scontel.ru)



ООО «МВЭЙВ», [emwave.ru](http://emwave.ru)

# "НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

ЦТС «Наука», nauka-shop.ru



ИНТЕРОПТИКС

ООО "ИНТЕРОПТИКС", interoptics.ru



## АкадемВак

ООО «АкадемВак», academvac.ru



NANOMAGNETICS  
INSTRUMENTS

ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru



ООО "Минатех", minateh.ru

ЭКСИТОН Аналитик

ООО «Экситон Аналитик», exiton-analytic.ru

## Криоприбор

ООО «Криогенные приборы», cryopribor.ru

СЕКЦИЯ 1

---

# **Сверхпроводящие наносистемы**

# Топологические фазы сверхпроводящей проволоки, индуцированные остаточным многочастичным взаимодействием

С. В. Аксенов<sup>1,\*</sup>, М. С. Шустин<sup>1,2</sup>, И. С. Бурмистров<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского, СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, пр. Акад. Семенова, 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>3</sup>Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

\*asv86@iph.krasn.ru

Изучено влияние остаточного кулоновского взаимодействия на топологические фазы в расширенной модели Китаева. Расчет функций Грина боголюбовских квазичастиц, проведенный по теории возмущений, позволил представить топологический инвариант системы в виде суммы среднеполевого и флуктуационного вкладов. В результате проанализирован механизм реализации топологических переходов, вызванных именно остаточным взаимодействием. Показано, что такие изменения фаз тесно связаны с появлением новых нодальных точек, которые находятся вблизи минимумов квазичастичного спектра. При достаточной величине ренормировок спектра соответствующие состояния заполняются, приводя к изменению топологической фазы.

## Введение

Концепция остаточного, или промежуточного, порядка (vestigial order) относительно недавно получила широкое распространение в связи с необходимостью описания множества фаз в конденсированных средах вблизи квантовой критической точки [1]. Ключевую роль в этом явлении играют остаточные взаимодействия или флуктуации, которые способны конденсироваться еще до установления упорядоченной фазы. Одним из хрестоматийных примеров здесь является установление нематической фазы в пниктидах, которое вызвано спиновыми флуктуациями в подрешетках атомов железа относительно неелевских векторов.

Учитывая это, мы проанализировали влияние зарядовых флуктуаций интенсивности  $V$  на топологические фазы одномерной сверхпроводящей системы на примере расширенной модели Китаева, относящейся к симметричному классу BDI [2].

## Результаты

Изучено влияние зарядовых флуктуаций на топологические фазы в расширенной модели Китаева. Под определением «расширенная» понимается учет перегибов и сверхпроводящего спаривания бесспиновых фермионов как между ближайшими (с амплитудами  $t_1$  и  $\Delta_1$ ), так и следующими за ближайшими ( $t_2$  и  $\Delta_2$ ) соседями в одномерной цепочке. Показано, что топологический инвариант  $N_{BDI}$ , построенный на функциях Грина, для такой системы распадается на сумму среднеполевого и флуктуационного вкладов:  $N_{BDI} = N_{mf} + N_f$ . Существование последнего обусловлено именно остаточным взаимодействием между боголюбовскими квазичастицами. Расчет этого вклада осуществлялся в рамках пертурбативного подхода для мацубаровских функций Грина квазичастиц. Обнаружено, что флуктуационные топологические фазовые переходы можно связать с заполнением нодальных мод, индуцированных остаточным взаимодействием. При малых  $V$  такие переходы возможны только в параметрических областях, где изменяется  $N_{mf}$ , т. е., другими словами, где щель объемного спектра близка к закрытию. Поскольку из-за флуктуаций квазиимпульсная зависимость аномальной амплитуды

имеет несколько гармоник уже в модели Китаева без дальних спариваний, то становится возможной реализация фаз с  $|N_{BDI}| > 1$  даже в этом простейшем случае (рис. 1). В ситуации, когда среднеполевые и флуктуационные нодальные точки близки друг к другу, наблюдается каскад топологических переходов. Дополнительно, в контексте топологических фазовых переходов, нами исследовано поведение других свойств квазичастиц: эффективной массы и затухания.

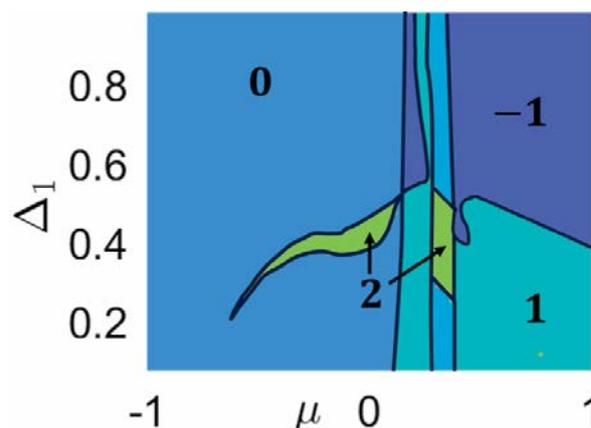


Рис. 1.  $(\mu, \Delta_1)$ -карта топологического инварианта  $N_{BDI}$  при  $t_2 \neq 0$ ,  $\Delta_2 = 0$ , где  $\mu$  – химический потенциал

## Выводы

Остаточное кулоновское взаимодействие вызывает дополнительные топологические переходы, которые можно интерпретировать в терминах заполнения нодальных мод, индуцированных зарядовыми флуктуациями.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-42-04416.

## Литература

1. R. M. Fernandes, P. P. Orth, and J. Schmalian // Ann. Rev. Cond. Mat. Phys. 2019. V. 10. P. 133.
2. M. S. Shustin, S. V. Aksenov, I. S. Burmistrov // arXiv: 2310.14035.

# Транспорт неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике

К. Ю. Арутюнов<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Гурский<sup>1</sup>, Е. А. Седов<sup>1,3</sup>, Е. Ф. Позднякова<sup>1</sup>, Д. Л. Шаповалов<sup>2</sup>, А. М. Чекушкин<sup>4</sup>, М. А. Маркина<sup>4</sup>, М. А. Тарасов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Высшая школа экономики, Москва, 101000

<sup>2</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334

<sup>3</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009

\*karutyunov@hse.ru

В области сверхнизких температур экспериментально исследован электронный транспорт неравновесных квазичастичных возмущений, инжектированных в сверхпроводящий алюминий из нормального металла. Изучались гибридные наноструктуры в форме Т-образного электрода из нормального металла (медь) – туннельного слоя диэлектрика (оксид алюминия) – сверхпроводящей вилки (алюминий), являющиеся твердотельными аналогами двухлучевого оптического интерферометра. При фиксированных напряжениях смещения, больших сверхпроводящей щели, наблюдается немонотонная зависимость туннельного тока от перпендикулярного магнитного поля. Эффект интерпретируется как присутствие когерентной составляющей квазичастичного тока.

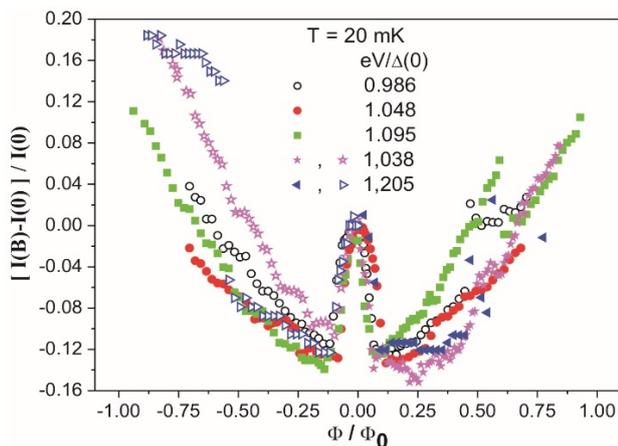
Бурное развитие высоких технологий в последние десятилетия привело к активному использованию сверхпроводящих материалов в нанoeлектронных устройствах. Соответственно, неравновесные явления конверсии электрического тока на границе сверхпроводник – несверхпроводник становятся исключительно актуальными. С учетом обозначенной тенденции на миниатюризацию, при определенных условиях вся гибридная структура субмикронных размеров может представлять собой «границу». Систематические исследования неравновесного сверхпроводящего состояния датируются началом 70-х годов XX века. Несмотря на ощутимый прогресс в понимании физики соответствующих процессов, достигнутый в последние годы, ряд вопросов до сих пор является открытым.

За последние два десятилетия была опубликована серия экспериментальных работ [1–6], где инжекция и детектирование неравновесных квазичастиц были пространственно разнесены, позволяя тем самым определить характерные масштабы (времена) релаксации. Было обнаружено, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) удаленного туннельного НИС (или СИС) «детектора» зависит от расстояния до другого НИС контакта («инжектора»). Причем эта зависимость спадала на расстояниях, которые были отождествлены с характерными длинами релаксации зарядового и энергетического дисбаланса, порядка  $\lambda_Q = 5$  мкм и  $\lambda_E = 40$  мкм, для не спин-поляризованной инжекции в алюминий, соответственно. Полученные величины поражают своими «астрономически» большими размерами по сравнению с другими характерными физическими масштабами. Например, типичная длина свободного пробега для тонкопленочных алюминиевых наноструктур  $l \sim 40$  нм и длина когерентности  $\xi(T \ll T_c) \sim 100$  нм, т. е. можно утверждать, что при достаточно низких температурах ( $T \ll T_c$ ) релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводящем алюминии происходит исключительно медленно. Иными словами, неспаренные электроны, инжектированные в сверхпроводник выше сверхпроводящей щели, проходят огромные расстояния, прежде чем сформировать равновесные носители заряда – куперовские пары. Ра-

зумно предположить, что на некотором масштабе  $\lambda_\phi$ , соизмеримым с  $\lambda_Q$  и  $\lambda_E$ , может сохраняться фаза волновой функции  $\phi$  неравновесных электронов, и соответственно можно наблюдать когерентную составляющую электрического тока таких квазичастиц. Проверка этой гипотезы является главной задачей настоящей работы.

Методом электронно-лучевой литографии и направленного вакуумного напыления был изготовлен ряд наноструктур, представляющих собой твердотельный НИС-интерферометр, состоящий из Т-образного нормального «инжектора» (медь), тонкого туннельного барьера (оксид алюминия  $\text{AlO}_x$ ) и сверхпроводящей «вилки» из алюминия (рис. 1). Толщина медного «инжектора» была порядка 50 нм, алюминия – 30 нм, ширина линии  $\sim 100$  нм. Типичное значение туннельного сопротивления контакта  $\text{Cu-AlO}_x\text{-Al}$  с площадью порядка  $100 \times 100$  нм составляло  $\sim 10$  кОм.

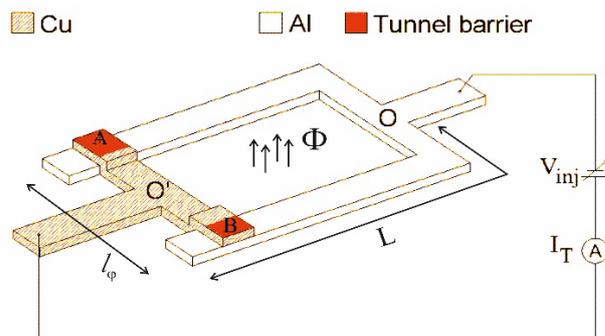
Если расстояние  $|AB|$  между плечами интерферометра меньше длины сбая фазы электрона в нормальном электроде  $|AB| < l_\phi \sim 1$  мкм, то можно считать, что в сверхпроводник через два контакта в точках А и В туннелирует один и тот же электрон. Согласно нашей гипотезе, должен существовать некий пространственный масштаб – длина сбая фазы  $\lambda_\phi$  неравновесной квазичастицы, когда при выполнении условия  $\lambda_\phi > L$ , где  $L$  – длина плеча интерферометра (рис. 1), в точке О может наблюдаться интерференция. На практике это означает, что при фиксированной энергии инжекции  $eV > \Delta$  туннельный ток  $I$  должен зависеть немонотонным образом (в идеале – периодически) от разности фазы  $\delta\phi$ , возникающей при обходе контура  $O'AOBO'$ . В нашем случае твердотельного интерферометра фаза волновой функции варьировалась путем приложения перпендикулярного магнитного поля (эффект Ааронова – Бома). Все входные / выходные линии измерительной цепи содержали многоступенчатые RLC-фильтры, обеспечивающие экранировку от паразитных электромагнитных наводок [7], и были развязаны с лабораторной цифровой электроникой через аналоговые предусилители, работающие в автономном режиме на аккумуляторах.



**Рис. 1.** Зависимости туннельного тока  $I$  от нормированного магнитного потока  $\Phi/\Phi_0$ , нормированного на соответствующую величину тока при нулевом магнитном поле  $I(0)$ , при различных напряжениях смещения на туннельном контакте  $V$ . Номинальный размер контура НИС интерферометра  $0,4 \times 1,2$  мкм

Исследованные ВАХ соответствуют классической зависимости  $I(V)$  НИС-контакта с типичной для алюминия величиной сверхпроводящей щели  $\Delta/e \approx 210$  мкВ. Далее фиксировалось электрическое напряжение при некотором значении  $V = \text{const}$ , превосходящем щелевое смещение, и снималась зависимость туннельного тока  $I$  как функция перпендикулярно приложенного магнитного поля  $B$  (рис. 1). На зависимостях  $I(V = \text{const}, B)$  наблюдается «центральный максимум» в области магнитных полей  $-1 \text{ мТ} < B < 1 \text{ мТ}$  и некоторые немонотонности (вторичные максимумы?) со слабо различающимся периодом  $\delta\Phi = (1/2)\Phi_0$ , где  $\Phi_0 = h/e$  – квант магнитного потока. Для нормальных металлов такой «половинчатый» период осцилляций [8] ассоциируется с интерференцией траекторий с обратимостью времени [9]. Сильная монотонная составляющая, по всей видимости, объясняется подавлением сверхпроводящей щели магнитным полем, что приводит к росту туннельного тока  $I$  при заданном смещении  $V = \text{const}$ .

В ближайшем будущем планируется проведение аналогичных исследований на структурах с большей площадью контура, что будет соответствовать меньшему периоду интерференционной картины по магнитному полю и приведет к более слабой монотонной составляющей на зависимостях  $I(V = \text{const}, B)$  и позволит лучше разрешить максимумы более высоких порядков. Увеличение периметра  $L$  (рис. 2) рано или



**Рис. 2.** Схема НИС-интерферометра

поздно должно привести к исчезновению интерференции при  $L \gg \lambda_\phi$ , что позволит оценить длину соя фазы  $\lambda_\phi$ . Однозначная интерпретация экспериментов требует проведения дополнительных исследований. Однако уже на этом начальном этапе можно утверждать, что обнаруженные закономерности интересны и, по всей видимости, отражают любопытные физические явления, происходящие в двусвязных НИС-системах малых размеров.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-72-00018 «Исследование неравновесных и граничных явлений в сверхпроводящих гибридных наноструктурах».

### Литература

1. R. Yagi // Superlattices and Microstructures. 2003. V. 34, no. 3–6. P. 263.
2. D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. Löhneysen // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. Art. No. 197003.
3. S. Russo, M. Kroug, T. M. Klapwijk, and A. F. Morpurgo // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 027002.
4. P. Cadden Zimansky and V. Chandrasekhar // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 237003.
5. K. Yu Arutyunov, H.-P. Auraneva and A. S. Vasenko // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. Art. No. 104509.
6. K. Yu. Arutyunov, et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2018. V. 30. Art. No. 343001.
7. V. Zavyalov, S. Chernyaev, K. Shein, A. Shukaleva, and K. Yu. Arutyunov // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 969. Art. No. 012086.
8. Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, № 5. С. 285.
9. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, № 2. С. 101.

# Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы в джозефсоновских переходах

Р. С. Шайхайдаров<sup>1,2</sup>, К. Х. Ким<sup>1</sup>, Дж. Данстан<sup>1</sup>, Д. С. Голубев<sup>3</sup>, В. Н. Антонов<sup>4,1</sup>, О. В. Астафьев<sup>4,5,\*</sup>

<sup>1</sup>Physics, Royal Holloway University of London, Egham, TW20 0PN, Surrey, UK

<sup>2</sup>National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, TW11 0LW, UK

<sup>3</sup>HQS Quantum Simulations GmbH, Rintheimer Str. 23, Karlsruhe, 76131, Germany

<sup>4</sup>Сколково. Институт науки и технологий, Большой бул., 30, стр. 1, Москва, 121205, Россия

<sup>5</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701, Россия  
\*o.astafiev@skoltech.ru

Мы демонстрируем токовые ступеньки в маленьких джозефсоновских переходах под действием СВЧ-излучения. Ступеньки являются результатом синхронизации блоховских осцилляций с СВЧ излучением. Это явление было предсказано 30 лет тому назад. Существенным для наблюдения ступенек в джозефсоновских переходах является то, что джозефсоновский переход отделен от внешних подводов большой по величине, но компактной в размерах индуктивностью.

## Введение

Тридцать лет тому назад было предсказано, что под действием СВЧ-излучения в транспортных измерениях малых джозефсоновских переходов должны появляться ступеньки по току [1]. Эти ступеньки являются результатом синхронизации блоховских осцилляций с микроволнами, и величина тока таких ступенек равна  $I_n = 2e f n$ , где  $2e$  – заряд куперовской пары,  $f$  – частота СВЧ-излучения и  $n$  – целое число. Подобные ступеньки ранее наблюдались нами в сверхпроводящих нанопроволочках [2]. Одним из ключевых элементов для их наблюдения была высокая, но компактная индуктивность, последовательно соединенная с нанопроволочкой.

## Результаты

В настоящей работе мы использовали аналогичную схему измерения той, что использовалась в работе [2]. Фотография чипа, полученная в растровом электронном микроскопе, приведена на рис. 1. Маленький джозефсоновский переход Al/AlO<sub>x</sub>/Al с размерами 40×80 нм подсоединен к внешним линиям тока и напряжения  $I_{\pm}$  и  $V_{\pm}$  через индуктивности  $L_1$ ,  $L_2$ , где полная последовательная индуктивность  $2L_1 + 2L_2 \approx 10$  мкГн и сопротивления на каждый контакт  $R \approx 20$  кОм (всего четыре штуки). Индуктивности изготовлены из тонкой пленки NbN, вытравленной в виде длинных меандров. Джозефсоновский переход, сформированный теньвым напылением, показан на правой панели рис. 1. Измерения производятся с помощью четырех точек.

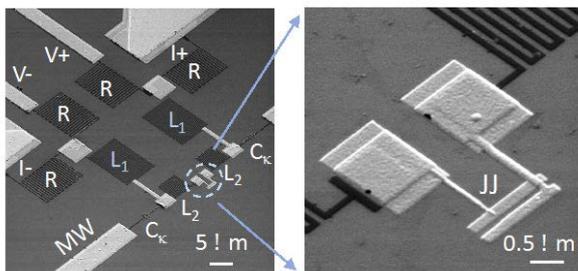


Рис. 1. Фотография устройства, полученная в сканирующем электронном микроскопе

Результаты характеризации перехода с джозефсоновской энергией  $E_J = h \times 83$  ГГц ( $h$  – постоянная Планка) показаны на рис. 2. Рисунок демонстрирует вольт-амперные характеристики устройства. На рис. 2, а видно, что характеристика напоминает обычный транспорт через джозефсоновский переход со сверхтоком. Однако при ближайшем рассмотрении оказывается, что существует участок с блокадой тока на напряжениях меньше 2 мкВ: «видимый сверхток» сосуществует с блокадой.

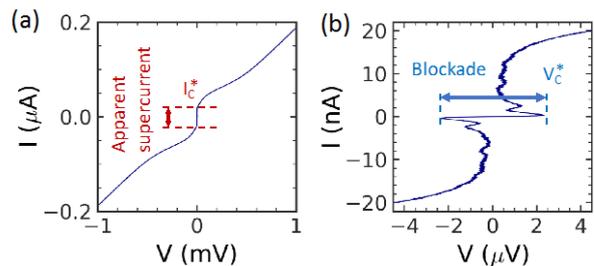


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики устройства без СВЧ-излучения

Ситуация радикально меняется, когда переход подвергается воздействию СВЧ-излучения. В этом случае появляются ступеньки по току, которые соответствуют условию  $I_n = 2e f n$  (рис. 3). Также мы наблюдали осцилляцию величин ступенек в соответствии с функциями Бесселя в квадрате порядка  $n$ , согласно теоретическим ожиданиям.

Кроме того, мы охарактеризовали большое количество различных переходов и нашли ограничения для наблюдения эффекта. Одно из ограничений связано с туннелированием Ландау – Зинера в более высокие состояния. Работа является важным шагом, поскольку

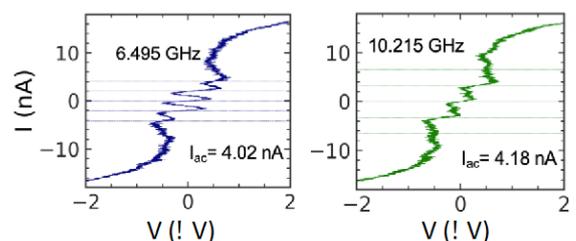


Рис. 3. Примеры I–V характеристик устройства под действием СВЧ-излучения на двух разных частотах

ранее удавалось наблюдать только пики в положении  $I_1$  в дифференциальных вольт-амперных характеристиках [3]. Результаты нашей работы будут использованы для разработки метрологических стандартов тока. Джозефсоновские переходы сильно упрощают изготовление устройства и делают процесс изготовления воспроизводимым по сравнению с устройствами на нанопроволочках, в которых велик разброс туннельной энергии.

### **Выводы**

Таким образом нам удалось напрямую наблюдать токовые ступеньки в образцах с маленькими джозеф-

соновскими переходами, которые изолированы от окружения маленькими по размеру, но большими по величине индуктивностями.

### **Литература**

1. D. V. Averin, A. B. Zorin, K. K. Likharev. Bloch oscillations in small josephson junctions // Soviet Physics – JETP. 1985. V. 61(2). P. 407–413.
2. L. S. Kuzmin, D. B. Haviland // Phys. Rev. Lett. 67. 1991. V. 67. P. 2890–2893.
3. R. S. Shaikhaidarov, K. H. Kim, J. W. Dunstan, I. V. Antonov, S. Linzen, M. Ziegler, D. S. Golubev, V. N. Antonov, E. V. Il'ichev, O. V. Astafiev // Nature. 2022. V. 608. P. 45–49.

# Особенности электронного транспорта в джозефсоновских SNS-мостиках переменной толщины

С. В. Бакурский<sup>1-3</sup>, В. И. Ружицкий<sup>1-3</sup>, О. В. Скрябина<sup>4</sup>, А. Г. Шишкин<sup>3,4</sup>,  
М. Ю. Куприянов<sup>1,2</sup>, Н. В. Кленов<sup>1-3</sup>, И. И. Соловьев<sup>1-3</sup>, А. А. Голубов<sup>4</sup>,  
В. С. Столяров<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>3</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Сушчевская ул., 22, Москва, 127030

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701, Московская область

В данной работе теоретически и экспериментально исследован электронный транспорт в джозефсоновских мостиках переменной толщины сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SNS) и продемонстрировано значительное влияние размера электрода на критический ток, ток-фазовое соотношение и критическую температуру джозефсоновского перехода. В работе было модифицировано микроскопическое описание джозефсоновского SNS-мостика в рамках уравнений Узаделя, и были учтены такие факторы, как неоднородное растекание сверхтока по электроду и падение фазы на границе между областью нормального металла и сверхпроводниковым электродом. Мы показали, что данные факторы приводят к увеличению характерной длины перетекания тока между сверхпроводниковым электродом и нормально-металлическим слоем.

## Введение

В последние годы резко вырос интерес к сверхпроводниковой электронике – базовой технологии для создания квантовых, нейроморфных схем, а также энергоэффективных суперкомпьютеров. При этом значительное внимание уделяется не только реализации специализированных квантовых или нейроморфных элементов, но и к реализации классических схем электроники на основе сверхпроводящей технологии. При этом такие схемы могут выступать в роли низкотемпературной обвязки для специализированных элементов.

Одним из важнейших вызовов для развития сверхпроводящей технологии является создание масштабируемых до нанометровых размеров и воспроизводимых джозефсоновских переходов [1].

Наноразмерные джозефсоновские мостики переменной толщины являются перспективным кандидатом в качестве базового элемента масштабных интегральных схем [2]. Характерные размеры области слабых связей в них могут достигать десятков нанометров, они воспроизводимы, а их геометрия может быть использована для создания запоминающих и логических устройств.

В то же время экспериментальные исследования были направлены в основном на зависимости их свойств от размеров области слабой связи, т. е. фактически расстояния между электродами. При этом физика процессов в электродах также имеет значительное влияние на свойства джозефсоновских переходов такого типа. В данной работе было исследовано именно влияние размеров электродов на величину критического тока и ток-фазовое соотношение джозефсоновских мостиков.

## Мостики Nb-Au-Nb

Для экспериментального исследования эффекта влияния размера электродов на характерные параметры джозефсоновского перехода были изготовлены и измерены мостики переменной толщины Nb-Au-Nb

[3]. Образцы были изготовлены методами электронно-лучевой литографии и магнетронного распыления. В рамках исследования были изготовлены две серии образцов с расстоянием между ниобиевыми электродами 160 и 300 нм. При этом между электродами находилась полоска золота толщиной 50 нм и шириной 170 нм. Образцы одной серии отличались только размером Nb-электродов, ширина которых в области перекрытия с золотой полоской составляла от 400 до 7000 нм.

Измерения критического тока показали явную зависимость от ширины электрода в области меньше 2000 нм. При уменьшении ширины электрода критический ток контакта значительно уменьшался, выходя на линейную зависимость до значения порядка 400 нм. Такой характерный размер нетипичен для джозефсоновских элементов с областью слабой связи из золота, характерная длина когерентности для которой составляет 50–100 нм.

## Микроскопическая модель мостика

Для объяснения вышеуказанного факта мы рассмотрели структуру мостика переменной толщины со сверхпроводниковыми электродами и нормально-металлическим слоем под ними в рамках микроскопических уравнений Узаделя [2]. С помощью данного формализма описан электронный транспорт через структуру типа SN-N-NS с постоянной фазой в S-электродах и с учетом особенностей распределения амплитуды спаривания под электродом по разным мацубаровским частотам. Показано, что в этом случае характерная длина затекания тока определяется эффективной длиной когерентности мостика, величина которой зависит от параметра границы между S- и N-слоями, но по порядку сопоставима с длиной когерентности нормального металла. Таким образом, нулевое приближение, не учитывающее свойства электродов не способно описать экспериментальные эффекты.

## Нелинейный набег фазы в электродах

В качестве следующей итерации описания электронного транспорта в SN-N-NS-мостике переменной толщины мы рассмотрели двухмерную задачу, в которой учли растекание сверхтока и распределение фазы в электроде [4]. Для этого в электроде решалось двумерное уравнение Лапласа для фазы параметра порядка, которое сшивалось с областью нормального металла на основе условий постоянства протекающего тока. Данная модель описывает систему с достаточно прозрачными границами между N- и S-слоями, в которой протекающий ток весьма велик, чтобы привести к заметному набегу фазы в электроде.

В рамках данной модели мы обнаружили ряд эффектов. Один из них – появление тока и в глубине подэлектродной области, связанное с наличием градиента фазы в S-электроде. Распределение протекающего тока между N- и S-слоями зависит от соотношения индуктивностей этих двух слоев. Данный эффект приводит к тому, что часть тока затекает в N-слой далеко от области слабой связи и приводит к появлению дополнительной нелинейной особенности.

Другим свойством системы является концентрация тока в электроде около области слабой связи. Это приводит к увеличению индуктивности сверхпроводящего слоя в этой области и дополнительному фактору, приводящему к затеканию тока в нормальный слой в глубине электрода. Наши расчеты показали, что данный эффект может увеличить характерную длину затекания до двух эффективных длин когерентности.

## Скачок фазы на SN-границе

В случае малопрозрачной границы между S- и N-слоями возникает другой физический механизм, который может увеличить характерную длину затекания тока в сверхпроводящий электрод, а именно скачок фазы на границе. Для описания этого механизма мы добавили в решение задачи дополнительный туннельный контакт между S- и N-электродами, и в рамках итерационной задачи рассчитали распределение плотности тока и скачка фазы на нем. В пределе широкого электрода скачок фазы максимален вблизи области слабой связи и спадает до нуля на большом удалении от нее. В обратном пределе узкого электро-

да плотность тока через туннельный слой распределена равномерно вдоль границы.

Модельные расчеты для таких структур показали, что данный эффект действительно приводит к увеличению области затекания тока примерно до двух эффективных длин когерентности. При этом в частных случаях, например, если нормальный металлический слой проксимизирован дополнительным источником сверхпроводимости, возможно и большее уширение области затекания тока – вплоть до десятков и сотен длин когерентности. Тем не менее без дополнительных предположений данный механизм также не может на порядки увеличить область затекания тока в электрод.

## Выводы

В рамках работы мы рассмотрели несколько физических механизмов, которые приводят к увеличению области перетекания тока между S- и N-слоями мостика в несколько раз. При этом в эксперименте был обнаружен рост данного параметра на порядок. Объяснение такого факта требует дополнительных предположений об эффекте близости в системе, например, дополнительных источников сверхпроводимости, в роли которых могут выступать боковые стенки электродов, либо об особенностях внутренней структуры электродов.

## Финансирование

Моделирование электронного транспорта мостиков выполнено при поддержке темы гос. задания «Исследование процессов в наноструктурах и устройствах на их основе». Расчеты транспорта через туннельные контакты поддержаны программой «Приоритет-2030» (грант НИТУ МИСИС № K2-2022-029). Исследование экспериментальных образцов проводилось при поддержке гранта РФФИ № 23-72-30004.

## Литература

1. I. I. Soloviev, et al. // *Physical Review Applied*. 2017. V. 8, no. 1. P. 2689.
2. I. I. Soloviev, et al. // *Physical Review Applied*. 2021. V. 16, no. 4. P. 044060.
3. O. V. Skryabina, et al. // *Scientific reports*. 2021. V. 11, no. 1. P. 15274.
4. V. Ruzhickiy, et al. // *Nanomaterials*. 2023. V. 13. P. 1873.

# Управление трансмон-кубитами при помощи биполярных последовательностей однокуантовых импульсов

М. В. Бастракова<sup>1,2,\*</sup>, В. А. Вожаков<sup>1,3</sup>, М. А. Сергеев<sup>1</sup>, А. В. Линев<sup>1</sup>, Д. С. Куландин<sup>1</sup>, Н. В. Кленов<sup>4</sup>, И. И. Соловьев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup> Российский квантовый центр, ул. Большой бульвар, 30, стр. 1, Сколково, Москва, 143045

<sup>3</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>4</sup> МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

\*bastrakova@phys.unn.ru

В работе представлено биполярное импульсное управление SFQ трансмон-кубитами для реализации квантовых операций с точностью 99,99%. Нами разработаны надежные алгоритмы оптимизации для нахождения структуры последовательности, которая минимизирует утечку состояния кубита из вычислительного подпространства. Показано, что предлагаемое биполярное управление SFQ сокращает время квантовой однокубитной операции вдвое по сравнению с современными методами однополярного SFQ-управления.

## Введение

Среди возможных реализаций кубита – базовой ячейки квантового процессора – одним из самых перспективных кандидатов является сверхпроводниковый кубит специального типа – трансмон, который лежит в основе квантовых процессоров Google, IBM, Rigetti. Для трансмонов разработаны протоколы управления посредством микроволнового поля, позволяющие совершать квантовые операции с достаточно высокой точностью [1]. Однако при масштабировании таких систем существует проблема, связанная с дополнительными каналами декогеренции из-за огромного числа электроники для индексного управления каждым кубитом в регистре. В связи с этим развиваются альтернативные подходы к управлению трансмонами, нацеленные на борьбу с возникающими проблемами. Одним из таких подходов является использование длительных регулярных последовательностей управляющих импульсов с широким спектром – коротких (длительность  $\sim$  пс) униполярных импульсов (Single Flux Quantum, SFQ), генерируемых в цепях цифровой сверхпроводниковой электроники [2]. При этом период между импульсами соответствовал периоду собственных колебаний кубита ( $\sim 200$  пс), далее данный способ был модифицирован на случай нерегулярных последовательностей импульсов SCALLOP (SCALable Leakage Optimized Pulse Sequences) [3], когда был предложен алгоритм по подбору SFQ-последовательностей на частоте тактового генератора с периодом  $\sim 40$  пс и при этом операции реализованы на временах  $\sim 10$ – $20$  нс.

В данной работе представлена схема цифрового управления на основе импульсов различной полярности и показана возможность ускорения квантовой операции  $Y_{\pi/2}$  до 4–6 нс. Для подбора последовательностей с заданными параметрами нами использованы методы [4, 5]: покоординатного спуска, генетического алгоритма и машинного обучения. Критерием оптимизации для всех алгоритмов являлась точность операций  $\langle F \rangle > 99,99\%$  (fidelity).

## Результаты

Для численного моделирования реализации квантовых операций в трансмон-кубите под действием

SFQ-импульсов сформулируем математическую модель системы с генератором SFQ-импульсов (dc/SFQ-конвертером). Трансмон-кубит представляет собой сверхпроводящий двухконтактный интерферометр [1]. Гамильтониан в рамках модели Бозе – Хаббарда имеет вид

$$H = \omega_{01} \hat{a}^\dagger \hat{a} - \frac{\alpha}{2} \hat{a}^\dagger \hat{a} (\hat{a}^\dagger \hat{a} - 1) - i\varepsilon(t)(\hat{a}^\dagger - \hat{a}), \quad (1)$$

где  $\omega_{01}$  – частота перехода между основным «0» и первым «1» возбужденным состоянием,  $\alpha$  – параметр нелинейности, а управляющее поле определено как

$$\varepsilon(t) = \frac{C_c V(t)}{2} \sqrt{\frac{\omega_{01}}{2C_Q}}, \quad \text{где } C_Q \text{ – шунтирующая емкость, а}$$

$C_c$  – связующая емкость кубита с dc/SFQ-конвертером. Управляющий SFQ-импульс имеет пикосекундную длительность  $\tau$ , тогда как его интеграл по напряжению во времени равен кванту магнитного потока  $\Phi_0 = \int_0^\tau V(t) dt$ . При этом одиночный импульс в последовательности вызывает дискретное вращение на угол  $\Delta\theta = C_c \Phi_0 \sqrt{\frac{\omega_{01}}{2C_Q}}$  на сфере Блоха, соответствующей изменению состояния кубита (рис. 1).

Расчет динамики населенностей уровней  $W_m(t) = |\langle m | \psi(t) \rangle|^2$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ) кубита (1) производился при помощи решения нестационарного уравнения Шредингера методом Кранка – Николсона, а точность (fidelity) квантовой операции контролировалась как

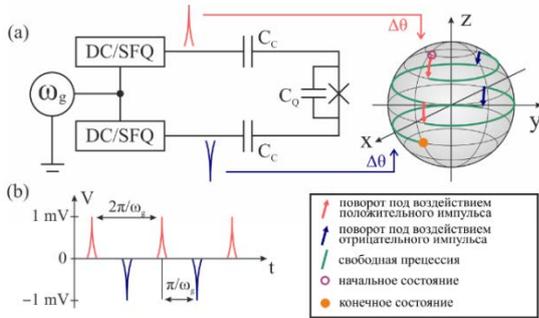
$$\langle F \rangle = \frac{1}{6} \sum_{|\psi_0\rangle} |\langle \psi_0 | U^\dagger U_g | \psi_0 \rangle|^2, \quad (2)$$

усредненной по начальным состояниям на различных полюсах сферы Блоха  $|\psi_0\rangle = \{|x_\pm\rangle, |y_\pm\rangle, |z_\pm\rangle\}$ . Здесь  $U_g$  – это гейтовая матрица при реализации идеальных квантовых операций, а  $U$  – матрица эволюции в результате численных расчетов. Например, для операции  $Y_{\pi/2}$ :  $U_g = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 1|)$ .

В данной работе нами предложена модификация SCALLOP [3] последовательностей SFQ-импульсов управления путем введения импульсов с отрицательной полярностью с использованием схемы с двумя dc/SFQ-конвертерами для генерации импульсов с отрицательной амплитудой на половине периода собственных колебаний кубита  $\pi/\omega_{01}$ .

Для нахождения оптимальной управляющей биполярной SFQ-последовательности были разработаны

оптимизационные алгоритмы [4, 5]: покоординатного спуска, генетический алгоритм и нейросетевой на основе AlphaZero. Предполагалось, что параметры системы и управляющих импульсов соответствуют типичным экспериментальным данным и лежат в следующих диапазонах: собственная частота кубита  $\omega_{01}/2\pi \in [3 \dots 7]$  ГГц, ангармонизм  $\alpha/2\pi \in [0,2 \dots 0,45]$  ГГц, тактовые частоты генератора  $\omega_g/2\pi \in [25 \dots 50]$  ГГц, эффективный угол поворота  $\Delta\theta \in [0,021 \dots 0,033]$ .



**Рис. 1.** Биполярная последовательность одноквантовых импульсов (a), поступающая на трансмон с двух dc/SFQ-конвертеров, соединенных в дифференциальную пару. Динамика квантового состояния под воздействием последовательности изображена на сфере Блоха. Схематичное изображение регулярной биполярной последовательности (b)

Кратко опишем разработанные оптимизационные алгоритмы. Покоординатный спуск представляет собой процедуру постепенного изменения последовательности в лучшую по критерию оптимизации сторону, вдохновленную схожим методом SCALLOPS [3], когда импульсное воздействие происходит на тактовой частоте  $T_g = 2\pi/\omega_g$ . В стартовой последовательности перебираются все возможные варианты изменения одного символа («1» – SFQ-импульс положительной полярности, «-1» – отрицательной полярности, «0» – отсутствие импульса), из них выбирается лучшая по критерию, и она становится стартовой для следующего поколения. Вся процедура продолжалась до тех пор, пока новые поколения уже не давали улучшения. Минусом этого подхода является «жадность», т. е. он ищет наилучшую последовательность на каждом этапе, что сильно сужает пространство поиска – изменить его можно только выбором другой стартовой последовательности. Генетический алгоритм ищет последовательности при помощи скрещивания (разделением двух последовательностей на две части и перекрестной «склейки» их между собой) и мутаций (случайным изменением одного символа). Наши исследования показали, что эффективные последовательности при использовании генетического алгоритма находятся при выборе любой стартовой точки. Из всего многообразия алгоритмов глубокого обучения с подкреплением для выбранной задачи лучше всего подходит алгоритм PPO, являющийся проверенным стандартом для целого круга задач различной сложности. В данной работе нами

были произведены некоторые модификации алгоритма, в частности, на основе глубокой градации политики, а также добавление LSTM-ячеек в структуру нейросети, что позволило получить относительно стабильный и высокий результат.

Для демонстрации работы данных алгоритмов нами был выбран набор параметров из заданных диапазонов:  $\omega_{01} = 5$  ГГц,  $\alpha = 250$  МГц,  $\omega_g = 25$  ГГц,  $\Delta\theta = 0,024$  рад. Производился поиск управляющей последовательности для реализации операции  $Y_{\pi/2}$ . В таблице 1 приведены результаты работы алгоритмов. Отметим, что все три алгоритма нашли последовательности, состоящие из 120 SFQ-импульсов, а время операции составляет 4,7 нс. Таким образом, показано, что длина операции сокращается примерно вдвое относительно подхода SCALLOPS [3] и становится сравнимой с распространенной на сегодняшний день техникой DRAG управления кубитами при помощи микроволновых импульсов [7].

**Таблица 1.** Значения  $1 - \langle F \rangle$  (infidelity) для разработанных оптимизационных алгоритмов по поиску биполярных SFQ-последовательностей

Алгоритм	$1 - \langle F \rangle, 10^{-5}$
Покоординатный спуск	4,23
Генетический алгоритм	1,27
Машинное обучение	5,03

## Выводы

Таким образом, в данной работе приводится сравнение оптимизационных подходов и обсуждается возможность их применения для нахождения управляющего сигнала при совершении квантовых операций в многокубитных системах.

## Финансирование

Разработка генетического алгоритма и покоординатного спуска была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-12-00130. Нейросетевой алгоритм оптимизации разработан при финансовой поддержке фонда «БАЗИС» № 22-1-3-41-1.

## Литература

1. P. Krantz, M. Kjaergaard, F. Yan, T. P. Orlando, S. Gustavsson, W. D. Oliver // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 6, no. 2. P. 021318.
2. R. McDermott, M. G. Vavilov // Phys. Rev. Applied. 2014. V. 2, no. 1. P. 01400.
3. E. Leonard, Jr., M. A. Beck, J. Nelson, B. G. Christensen, T. Thorbeck, C. Howington // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 11, no. 1. P. 014009.
4. M. V. Bastrakova, V. A. Vozhakov, I. I. Solov'yev, N. V. Klenov, A. M. Satanin // Quantum Science and Technology. 2023. V. 8. P. 035024.
5. M. V. Bastrakova, D. S. Kulandin, T. Lapyeva, V. A. Vozhakov, A. V. Liniyov // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2023. V. 44, no. 1. P. 1.
6. J. M. Gambetta, et al. // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 01.

# Теория подщелевых состояний в цепочках магнитных атомов на поверхности сверхпроводника

А. А. Беспалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950  
bespalov@ipmras.ru

Теоретически исследованы состояния Ю-Шибы-Русинова (ЮШР), индуцированные магнитным атомом, находящимся на поверхности трехмерного сверхпроводника, что соответствует экспериментальным условиям наблюдения этих состояний. Обнаружено, что для поверхностного состояния ЮШР электронная плотность состояний спадает быстрее с расстоянием от атома, чем в случае атома, находящегося в объеме сверхпроводника. Исследованы подщелевые состояния в цепочке магнитных атомов со спиральным магнитным порядком на поверхности сверхпроводника. Показано, что объемный спектр цепочки содержит две зоны и практически всегда имеет щель, если спины атомов лежат в одной плоскости. Определено число Майораны для такой магнитной цепочки.

## Введение

Одно из теоретических предложений по наблюдению фермионов Майораны – перспективных компонент квантового компьютера – состоит в комбинировании сверхпроводимости и зеемановского поля со спиральной (геликоидальной) пространственной структурой. Такая структура может возникнуть спонтанно в цепочке магнитных атомов в контакте со сверхпроводником [1]. Экспериментально данная идея может быть реализована путем выстраивания цепочки магнитных атомов на поверхности сверхпроводника [2]. Существующие на сегодняшний день теоретические работы рассматривают магнитные цепочки внутри трехмерного сверхпроводника, не учитывая реальной экспериментальной геометрии. В настоящей работе мы рассмотрим состояния ЮШР, индуцированные магнитным атомом, находящимся на поверхности полубесконечного сверхпроводника, а затем исследуем подщелевые состояния в цепочке таких атомов со спиральным магнитным порядком. В частности, будут определены условия существования майорановских краевых состояний на концах цепочки.

## Результаты

Рассмотрим полубесконечный однородный сверхпроводник с параметром порядка  $\Delta$ , занимающий полупространство  $z > 0$ . Наложим условие жесткой стенки – волновая функция электронов должна равняться нулю при  $z = 0$ . Примесь в сверхпроводнике часто моделируется как точечный  $s$ -рассеиватель [3, 4], однако при помещении такой примеси точно на жесткую стенку электроны перестают на ней рассеиваться. По этой причине рассмотрим примесь с рассеиванием в  $p$ -канале (с орбитальным моментом  $l = 1$ ). Вблизи такой примеси, находящейся в начале координат (на границе металла), волновая функция электрона ведет себя следующим образом:

$$\psi = -\frac{3}{k^2} \tan \alpha \frac{\partial \psi_{\text{ext}}}{\partial z}(0) \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\cos kr}{kr} \right) + \psi_{\text{ext}}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число (предполагается квадратичный закон дисперсии),  $\alpha$  – фаза рассеяния примеси,  $\psi_{\text{ext}}$  – некоторая регулярная в начале координат функция, удовлетворяющая условию жесткой стенки. Особенность магнитной примеси состоит в том, что она рассеивает электроны со спином вдоль и против спина

примеси с разными фазами –  $\alpha_{\uparrow}$  и  $\alpha_{\downarrow}$  соответственно. Эти фазы зависят от энергии, однако мы пренебрежем этой зависимостью, рассматривая энергии в узком интервале с шириной  $2\Delta$ .

Для нахождения волновых функций состояний ЮШР в сверхпроводнике необходимо решить уравнения Боголюбова – де Жена. Электронную и дырочную компоненты волновой функции со спином «вверх» (вдоль спина примеси) –  $u$  и  $v$  – мы ищем в виде

$$u(\mathbf{r}) = A_1 \frac{\partial G_E}{\partial z'}(\mathbf{r}, 0) + A_2 \frac{\partial F_E^{\dagger*}}{\partial z'}(\mathbf{r}, 0), \quad (2)$$

$$v(\mathbf{r}) = A_1 \frac{\partial F_E^{\dagger}}{\partial z'}(\mathbf{r}, 0) - A_2 \frac{\partial G_E^*}{\partial z'}(\mathbf{r}, 0), \quad (3)$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – некоторые константы,  $G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  и  $F_E^{\dagger}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  – нормальная и аномальная функции Грина сверхпроводника без примеси соответственно, а  $E$  – энергия. Вблизи начала координат функции  $u$  и  $v$  должны быть представимы в виде (1) с фазами  $\alpha_{\uparrow}$  и  $\alpha_{\downarrow}$  соответственно. Эти условия позволяют определить константы  $A_1$  и  $A_2$  и энергию состояния ЮШР со спином «вверх»:

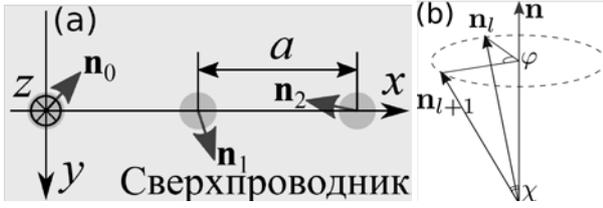
$$E_{\uparrow} = \Delta \cos(\alpha_{\uparrow} - \alpha_{\downarrow}) \operatorname{sgn}[\sin(\alpha_{\uparrow} - \alpha_{\downarrow})]. \quad (4)$$

Кроме того, имеется состояние со спином «вниз» с энергией  $-E_{\uparrow}$ . Отметим, что электронная плотность состояний на энергии состояния ЮШР вблизи примеси в объеме сверхпроводника спадает пропорционально  $r^{-2}$  (примесь в начале координат). В нашей же модели вблизи поверхности плотность состояний пропорциональна  $z^2/r^4$ . Можно ожидать, что в этом случае измеряемая сканирующим туннельным микроскопом плотность состояний будет спадать пропорционально  $r^{-4}$  при удалении от примеси.

Теперь рассмотрим цепочку магнитных примесей на поверхности сверхпроводника – см. рис. 1, *a*. Примеси находятся в точках  $\mathbf{r}_l = (la, 0, 0)$ , а их спины направлены вдоль единичных векторов  $\mathbf{n}_l$ , где  $a$  – расстояние между примесями, а  $l$  – номер примеси, принимающий любое целое значение. Будем считать, что  $a$  много меньше длины когерентности. Вектора  $\mathbf{n}_l$  образуют спиральную структуру:

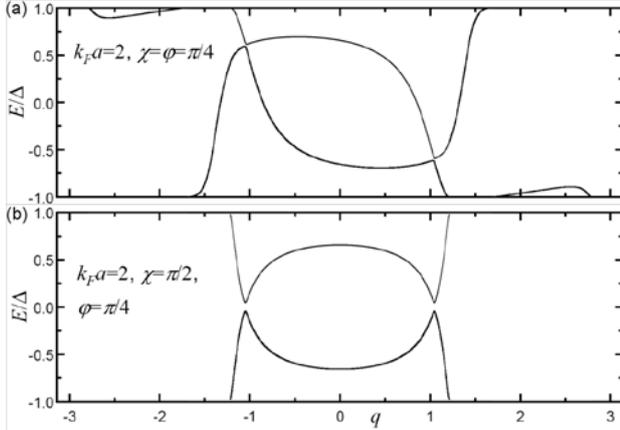
$$\mathbf{n}_l = n_0 \cos(l\varphi) - n_0 \times \mathbf{n} \sin(l\varphi) + (1 - \cos(l\varphi))(\mathbf{n}_0 \mathbf{n}), \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}_0$  – вектор  $\mathbf{n}_l$  с номером  $l = 0$ ,  $\varphi$  – относительный угол поворота соседних спинов, а  $\mathbf{n}$  – направляющий вектор оси конуса с углом раствора  $2\chi$ , на который ложатся спины вектора  $\mathbf{n}_l$  – см. рис. 1, *b*.



**Рис. 1.** Плоскость  $z = 0$ , в которой лежат примеси (a) и схема, поясняющая смысл углов  $\varphi$  и  $\chi$  (b)

В магнитной цепочке уровни ЮШР, индуцированные каждым атомом, гибридизуются и образуют две примесные зоны. Гамильтониан бесконечной цепочки коммутирует с унитарным оператором  $\hat{g}$ , равным произведению оператора трансляции на расстояние  $a$  в направлении оси  $x$  и оператора поворота спина на угол  $\varphi$  относительно оси  $\mathbf{n}$ . Собственные значения оператора  $\hat{g}$  равны  $e^{iq}$ , где  $q$  – обобщенный квазиимпульс, который является сохраняющейся величиной. На рис. 2 представлены характерные зависимости энергий подщелевых состояний от  $q$ . Можно видеть, что дисперсионные кривые выходят на край сверхпроводящей щели, и при некоторых  $q$  имеется менее двух подщелевых состояний. Такая особенность характерна для плотных цепочек, в которых  $a < \lambda_F/2$ . Всего имеется не более  $4/\lambda_F$  подщелевых состояний в расчете на единицу длины цепочки, так что в плотных цепочках на один магнитный атом приходится меньше двух состояний.



**Рис. 2.** Характерные спектры подщелевых состояний на бесконечной магнитной цепочке. Для обоих графиков фазы рассеяния равны  $\alpha_1 = -\alpha_1 = \pi/4$

Если спины атомов ложатся в одну плоскость ( $\chi = \pi/2$ ), то спектр симметричен относительно нулевого уровня энергии (рис. 2, b) и практически всегда имеет щель (как и для магнитной цепочки внутри сверхпроводника [3, 4]), что благоприятно для наблюдения майорановских состояний. Число Майораны  $\mathcal{M}$ , определяющее, находится ли система в тривиальном ( $\mathcal{M} = 1$ ) или топологическом состоянии ( $\mathcal{M} = -1$ ) дается соотношениями

$$\mathcal{M} = \text{sgn} \left[ L \left( \frac{\varphi}{2} \right) L \left( \frac{\varphi}{2} + \pi \right) \right], \quad (6)$$

$$L(\alpha) = \tilde{l}^2(\alpha) + \tilde{h}^2(\alpha) - \left( \frac{\cot \alpha_1 - \cot \alpha_l}{2} \right)^2, \quad (7)$$

$$\tilde{l}(\alpha) = 6 \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{\cos(k_F l a)}{(k_F l a)^3} + \frac{\sin(k_F l a)}{(k_F l a)^2} \right] \cos(l \alpha) - \frac{\cot \alpha_1 + \cot \alpha_l}{2}, \quad (8)$$

$$\tilde{h}(\alpha) = 1 + 6 \sum_{l=1}^{\infty} \left[ \frac{\sin(k_F l a)}{(k_F l a)^3} - \frac{\cos(k_F l a)}{(k_F l a)^2} \right] \cos(l \alpha), \quad (9)$$

где  $k_F = 2\pi/\lambda_F$  – волновое число Ферми. Как и для цепочки в объеме сверхпроводника [3, 4], число Майораны не зависит от  $\chi$ , однако спектр в топологическом состоянии имеет щель только при неколлинеарном упорядочении спинов – при коллинеарном порядке майорановских мод нет.

Отметим, что эффективные связи между атомами на поверхности сверхпроводника (амплитуды прыжков) спадают обратно пропорционально квадрату расстояния между ними (в глубине сверхпроводника эти связи спадают обратно пропорционально расстоянию [3, 4]). Тогда следует ожидать, что волновая функция майорановской моды будет спадать обратно пропорционально квадрату расстояния от края цепочки, а энергия краевой моды будет обратно пропорциональна квадрату длины цепочки [5].

## Выводы

Мы показали, что малый магнитный  $p$ -рассеиватель (атом) на поверхности сверхпроводника индуцирует два состояния ЮШР. Соответствующая им электронная плотность состояний вблизи поверхности сверхпроводника спадает обратно пропорционально четвертой степени расстояния от рассеивателя. Для цепочки магнитных атомов на поверхности сверхпроводника со спиральным магнитным порядком состояния ЮШР, индуцированные каждым атомом, гибридизуются, и образуется две примесные зоны. При этом в достаточно плотных цепочках часть подщелевых состояний вытесняется на край щели, так что на один атом приходится менее двух подщелевых состояний. Если спины всех атомов в цепочке ложатся в одну плоскость, электронный спектр почти всегда имеет щель, что благоприятно для наблюдения состояний Майораны.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-12-00409.

## Литература

1. M. M. Vazifeh and M. Franz // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 206802.
2. H. Kim, et al. // Sci. Adv. 2018. V. 4. P. eaar5251.
3. F. Pientka, L. I. Glazman, and F. von Oppen // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 155420.
4. A. A. Beshpalov // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 134503.
5. A. A. Beshpalov // SciPost Phys. Core. 2023. V. 6. P. 080.

# Вихревые состояния в гибридном (сверхпроводник/нормальный металл) мостике

А. В. Бодягин<sup>1,2</sup>, Д. Ю. Водолазов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*vodolazov@ipmras.ru

В работе теоретически показано, что в токнесущем гибридном мостике, сформированном из бислоя сверхпроводник/нормальный металл (SN), существуют стационарные вихревые состояния с вихрями, локализованными (запиннированными) на SN-интерфейсе. Показана возможность управления такими состояниями с помощью тока. Наличие нескольких состояний при одном значении тока может быть, например, использовано в запоминающих устройствах или детекторах.

## Введение

Известно, что проникновение магнитного поля в сверхпроводник второго рода происходит в виде квантованных вихревых нитей, вытянутых вдоль внешнего магнитного поля, с нормальной сердцевинной радиуса  $\xi$ , вокруг которой течет незатухающий сверхток в области радиуса  $\lambda$ . Вихри проникают в сверхпроводник у границы в местах, где параметр порядка мал. Их появление приводит к дискретному изменению состояния системы. К примеру, намагниченность сверхпроводящего диска испытывает скачки всякий раз, когда вихри входят в сверхпроводник [1].

Вихрь проникает в сверхпроводник, когда магнитное поле достигает достаточно большого значения и краевой потенциальный барьер для входа вихря обращается в нуль. После этого вихрь проходит вглубь сверхпроводника. Если сверхпроводник композитный, то аналогичный барьер может возникать на границе раздела между двумя сверхпроводниками. Формула для энергии одиночного вихря в сверхпроводящем пространстве

$$\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln \kappa, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – лондоновская глубина проникновения магнитного поля,  $\kappa$  – параметр Гинзбурга – Ландау,  $\Phi_0$  – квант потока, показывает, что вихрю выгодно находиться в сверхпроводнике с большей глубиной проникновения.

В нашей работе мы рассматривали систему, состоящую из двух сверхпроводящих металлов с большим отношением коэффициентов диффузии и граничащую с нормальными берегами (рис. 1). Вся система поддерживается при постоянной температуре  $T$ . Но S-слой находится в сверхпроводящем состоянии, так как его критическая температура  $T_{cs}$  больше температуры системы  $T$ , а N-слой в нормальном, так как его критическая температура  $T_{cn}$  меньше температуры системы  $T$ . N-слой граничит с нормальными контактами, а S-слой – с вакуумом. Оценим энергию вихря в такой системе с помощью выражения для  $\varepsilon$ .  $\lambda$  определяется коэффициентом диффузии  $D$  и величиной параметра порядка  $\Delta$ . В S-слое маленький коэффициент диффузии  $D_s$  и большой параметр порядка  $\Delta$ . В N-слое, наоборот, большой коэффициент диффузии  $D_n$  и малый параметр порядка  $\Delta$ , наведенный из-за эффекта близости. Поэтому ожидается, что при некоторых параметрах вихрю будет выгодно находиться в

N-слое. Мы решаем задачу с помощью двумерного уравнения Гинзбурга – Ландау для сверхпроводящего параметра порядка  $\Psi = \Delta e^{i\varphi}$ .

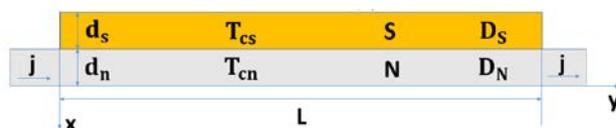


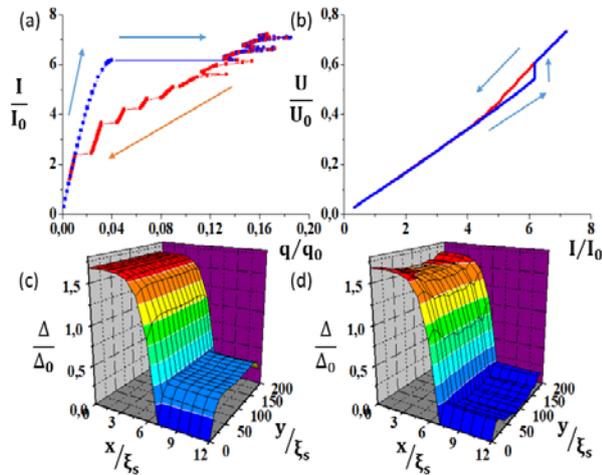
Рис. 1. SN-мостик, граничащий с нормальными берегами.  $d_s, D_s, T_{cs}$  и  $d_n, D_n, T_{cn}$  – толщины, коэффициенты диффузии, критические температуры S- и N-слоев

## Результаты

На рис. 2, *a* представлена зависимость полного тока в системе от градиента фазы  $q$  вдоль продольной координаты, усредненной по всему образцу ( $d_s = 7\xi_s$ ,  $d_n = 5\xi_s$ ,  $D_n/D_s = 100$ ,  $T/T_{cs} = 0,7$ ,  $T/T_{cn} = 1,1$ ,  $L = 200\xi_s$ ). Синими точками показана ток-фазовая зависимость, полученная при увеличении тока, а красными – при его уменьшении. Если увеличивать ток от нуля, то при токе  $I \leq 6,17I_0$  реализуется обычное мейсснеровское состояние. При токе  $I > 6,17I_0$  через N-слой заходит цепочка вихрей, пересекает его и пиннингуется на SN-интерфейсе. Появление цепочки вихрей в системе приводит к скачкообразному увеличению  $q$ . При малых токах вихри не могут проникнуть в S-слой, так как там большой параметр порядка. С дальнейшим увеличением тока в систему поочередно заходят еще несколько вихрей, что сопровождается немонотонным изменением ток-фазовой зависимости, и, наконец, при критическом токе вихри преодолевают потенциальный барьер на SN-интерфейсе, проходят через S-слой и выходят с другой стороны образца. При этом система перейдет в резистивное состояние с движущимися вдоль поперечной координаты вихрями. Если же уменьшать ток, начиная с критического, то вихри будут покидать образец по одному, выходя через N-слой, пока система не перейдет в мейсснеровское состояние. Таким образом, в системе возникает гистерезис.

Итак, в системе при одном токе существуют два состояния – мейсснеровское и вихревое, обладающие разными сопротивлениями (см. рис. 2, *b*). Переключаться между состояниями можно с помощью тока. На рис. 2, *c* показано распределение модуля параметра порядка, когда система находится в мейсснеровском состоянии при токе  $I = 6,17I_0$ , а рис. 2, *d* демон-

стрирует распределение параметра порядка в вихревом состоянии при токе  $I = 6,178I_0$ , при этом в системе есть 7 вихрей.



**Рис. 2.** Зависимость полного тока в системе от градиента фазы вдоль продольной координаты, усредненной по всему образцу (a). Вольт-амперная характеристика мостика (b). Пример распределения параметра порядка  $\Delta$  в мейсснеровском состоянии (c) при токе  $I = 6,17I_0$  и в вихревом состоянии (d) при токе  $I = 6,18I_0$

Наши расчеты показывают, что захват вихрей возникает при большом отношении коэффициентов диффузии  $D_n/D_s$ , достаточной толщине  $d_s$  S-слоя, и достаточно большом параметре порядка  $\Delta$  в N-области в мейсснеровском состоянии. А когда  $\Delta$  в N-слое в мейсснеровском состоянии мал (это достигается уменьшением  $T_{cn}$  при фиксированной  $T$ ), то в момент подавления сверхпроводимости в N-области в такой системе возникают предвихревые состояния, описанные в работе [2]. Стоит отметить, что гистерезис возникает только в достаточно длинных мостиках, в которые заходят сразу несколько вихрей, тогда как в коротких вход и выход вихрей является обратимым процессом.

### Литература

1. A. K. Geim, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, M. Henini, and J. C. Maan // Nature. 1998. V. 396. P. 144–146.
2. A. V. Bodyagin, D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 134519.

# Обобщенная модель сверхпроводящего сигма-нейрона

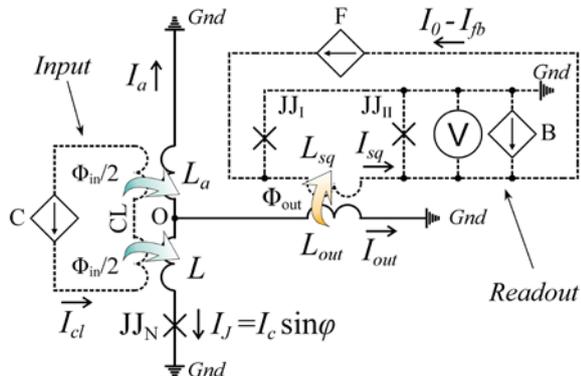
В. В. Больгинов\*, А. С. Ионин, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, С. В. Егоров, М. С. Сидельников

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, ул. Акад. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432  
\*bolg@issp.ac.ru

Сверхпроводящий сигма-нейрон представляет собой одноконтактный интерферометр, часть контура которого шунтирована дополнительной индуктивностью. В данной работе рассмотрена возможность обобщения модели стационарного состояния сигма-нейрона на случай практически реализуемых структур, обладающих большим числом индуктивных элементов. Показано, что все токи, протекающие по элементам нейрона, могут быть выражены как линейная комбинация джозефсоновской фазы и ток-фазового соотношения контакта Джозефсона, причем коэффициенты в формулах определяются компонентами матрицы индуктивностей размером  $5 \times 5$  элементов. Полученные формулы позволяют учесть отклонения реальных структур от идеализированной модели, в частности, несимметричную подачу сигнала в приемные индуктивности и непосредственную передачу входного сигнала в измерительную цепь.

## Введение

Нейронные сети и нейроморфные вычисления являются активно развивающейся отраслью науки и техники (см. обзор в [1]). С практической точки зрения, нейроны представляют собой устройства, обладающие определенным видом передаточной функции. Например, для реализации персептрона, являющегося наиболее разработанным видом нейронных сетей, необходимо получить сигмоидальную передаточную функцию вида, например, логистической функции. Ранее было показано (см., например, [2]), что такая функция может быть реализована для одноконтактного сверхпроводящего интерферометра, часть контура которого шунтирована дополнительной индуктивностью. Это открывает возможность для реализации нейронных сетей на сверхпроводящих элементах, обладающих преимуществами быстродействия и энергоэффективности.



**Рис. 1.** Принципиальная схема проведенного эксперимента [1]. Сигма-нейрон показан сплошными линиями. Штриховыми линиями показаны задающая («Input») и считывающая («Readout») схемы. Фигурными стрелками показаны входной и выходной магнитные потоки; черными – токи, протекающие в образце. Крестами обозначены контакты Джозефсона. Буквами обозначены точка соединения индуктивных элементов нейрона (O), а также источники тока (B, C, F)

Сигма-нейрон, предложенный в работе [2], относится к классу адиабатических элементов, тепловыделение в которых стремится к нулю в пределе бесконечной длительности операции [3]. Он может быть представлен (рис. 1) как совокупность трех плеч («джозефсоновского», «индуктивного» и «выходного»), имеющих общую точку соединения O, а другим

концом – подключенных к общему электроду «Gnd». При этом джозефсоновское плечо состоит из контакта Джозефсона  $JJ_N$  с критическим током  $I_C$  и геометрической индуктивностью  $L$ , а два других образованы элементами  $L_a$  (индуктивное плечо) и  $L_{out}$  (выходное плечо). Джозефсоновское и индуктивное плечи можно называть «приемными», поскольку они содержат элементы ( $L$  и  $L_a$ ), имеющие индуктивную связь с контрольной линией (CL). Выходное плечо имеет индуктивную связь со вспомогательным СКВИДом, предназначенным для измерения выходного сигнала. В сигма-нейроне можно выделить три замкнутых сверхпроводящих контура. Совокупность джозефсоновского и индуктивного плеч дает «внешний» (или «приемный») контур интерферометра, содержащий оба приемных элемента. Джозефсоновский контур состоит из джозефсоновского и выходного плеч, а «шунтирующий» – из выходного и индуктивного. Входным сигналом нейрона является магнитный поток  $\Phi_{in}$ , задаваемый симметрично в оба контура при помощи контрольной линии. Выходным сигналом сигма-нейрона считается магнитный поток  $\Phi_{out}$ , создаваемый током  $I_{out}$ , протекающим через выходную индуктивность.

Первая практическая реализация такого нейрона была представлена в работе [1]. Образец был реализован в виде многослойной тонкопленочной структуры над толстым сверхпроводящим экраном, что определяется самой концепцией нейрона [2], предусматривающей независимое задание входного сигнала и считывание выходного из разных частей интерферометра. Как известно, сверхпроводящий экран позволяет локализовать магнитное поле сверхтока, протекающего по полосковой линии, в зазоре между линией и экраном и обеспечить независимость частей контура интерферометра в первом приближении. Однако анализ экспериментальных данных показал, что полная независимость элементов нейрона не достигается. В частности, присутствует непосредственная передача входного магнитного потока в измерительную цепь. Численный анализ [4] показал возможность ненулевых значений всех элементов матрицы индуктивностей практического сигма-нейрона, что не учитывалось ранее предложенными моделями сигма-нейронов.

Таблица 1. Матрица индуктивностей идеализированного практического сигма-нейрона

$L_{jk}$	1	2	3	4	5
1	--	$M_{in}/2$	$M_{in}/2$	0	0
2	$M_{in}/2$	$L$	0	0	0
3	$M_{in}/2$	0	$L_a$	0	0
4	0	0	0	$L_{out}$	$M_{out}$
5	0	0	0	$M_{out}$	$L_{sq}$

## Результаты

В табл. 1 приведена матрица индуктивностей практического сигма-нейрона в идеализированном виде. Порядок индексов следующий: 1 – контрольная линия (CL), 2 – джозефсоновское плечо ( $L$ ), 3 – шунтирующее плечо ( $L_a$ ), 4 – выходное плечо ( $L_{out}$ ), 5 – петля измерительного СКВИДа ( $L_{sq}$ ). При выбранном порядке собственные индуктивности элементов нейрона расположены в центральном миноре  $3 \times 3$ , который является диагональным, отражая постулированную независимость элементов нейрона. Взаимодействие с измерительной и считывающей схемами отражается недиагональными элементами, расположенными во внешнем кольце. В идеальном случае отличны от нуля только взаимные индуктивности  $L_{12}$  и  $L_{13}$ , описывающие задание входного сигнала и  $L_{45}$ , описывающий взаимодействие с измерительным СКВИДом.

Построение обобщенной модели начинается с перехода к матричному представлению. В общем случае все элементы  $L_{jk}$  матрицы индуктивностей могут быть отличны от нуля. По определению можно записать магнитный поток  $\Phi_j$  в  $j$ -м элементе схемы как  $\Phi_j = L_{jk} I_k$ , где  $L_{jk}$  – элементы матрицы индуктивностей,  $I_k$  – сверхток в  $k$ -м элементе нейрона, и подразумевается суммирование по повторяющимся индексам. Суммируя полученные потоки по элементам, входящим в сверхпроводящие контуры ( $\Phi_2$  и  $\Phi_3$  для внешнего контура;  $\Phi_2$  и  $\Phi_4$  – для джозефсоновского) и приравнивая к джозефсоновской фазе, нормированной на величину  $\Phi_0/2\pi$ , получаем первые два уравнения. Еще два уравнения дают закон Кирхгофа в точке соединения О (см. рис. 1) и ток-фазовое соотношение контакта Джозефсона  $I_2 = I_c \sin \varphi$ . Пятое уравнение в системе – это условие постоянства магнитного потока через измерительный СКВИД, соответствующее условиям проведения эксперимента в [1]. В итоге получаем систему пяти линейных уравнений относительно пяти токов  $I_k$ , причем в левой части каждого уравнения стоит линейная комбинация токов  $I_k$ , а в правой – линейная комбинация джозефсоновской фазы и тока, а также постоянного потока через петлю

СКВИДа  $\Phi_{sq}$ . Такая система может быть решена матричными методами (например, по методу Крамера) относительно столбца токов  $I_k$ , и выражения для всех токов будут иметь вид

$$I_k = \alpha_k \varphi + \beta_k \sin \varphi + \gamma_k \Phi_{sq},$$

где коэффициенты  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  и  $\gamma_k$  учитывают все элементы обобщенной (не идеализированной) матрицы  $L_{jk}$ . Из этого решения сразу получается передаточная функция  $I_5(I_1)$ , выраженная в параметрической форме через джозефсоновскую фазу. Условие однозначности передаточной функции может быть представлено как  $\beta_1 / \alpha_1 < 1$ , а условие сигмоидальности (нулевая производная выходного сигнала по входному при нулевой разности фаз [2]) как  $\beta_5 / \alpha_5 = -1$ . Решение в рамках обобщенной модели воспроизводит ранее полученные формулы при переходе к идеальной матрице индуктивностей (табл. 1).

## Выводы

Теория стационарного состояния практического сверхпроводящего сигма-нейрона может быть обобщена на случай произвольной матрицы индуктивностей. Уравнения состояния представляют собой систему из 5 линейных уравнений относительно токов  $I_k$  в индуктивных элементах. Получаемые зависимости могут быть использованы для анализа экспериментальных кривых, либо для компенсации паразитных эффектов (в частности, компоненты  $L_{15}$ ) путем изменения геометрии элементов нейрона.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00053.

## Литература

1. Ионин, А. С. Экспериментальное исследование прототипа сверхпроводящего сигма-нейрона для адиабатических нейронных сетей / А. С. Ионин, Н. С. Шуравин, Л. Н. Карелина и др. // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 164, № 6(12). – С. 1008.
2. Schegolev, A. E. Adiabatic superconducting cells for ultra-low-power artificial neural networks / A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, et al. // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2016. – Vol. 7. – P. 1397–1403.
3. Соловьев, И. И.  $\pi$ -контакты в ячейках адиабатической сверхпроводниковой логики / И. И. Соловьев, Г. С. Хисматуллин, Н. В. Кленов и др. // Новые радиоэлектронные системы и элементы. – 2022. – Т. 67, № 12. – С. 1232–1244.
4. Ионин, А. С. Численное моделирование конструкции сверхпроводящего сигма-нейрона / А. С. Ионин, С. В. Егоров, М. С. Сидельников, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, М. М. Хапаев, В. В. Больгинов // В настоящем издании.

# Новый железосодержащий сверхпроводник $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$

К. С. Перваков<sup>1,\*</sup>, Л. Ф. Куликова<sup>2</sup>, А. Ю. Цветков<sup>1</sup>, А. А. Гиппиус<sup>1</sup>, В. А. Власенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина, Калужское шоссе, 14, Троицк, Москва, 108840

\*pervakovks@lebedev.ru

В работе впервые синтезированы в атмосфере аргона образцы нового железосодержащего сверхпроводника системы 1111 номинального состава  $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$ . Показано, что критическая температура полученных образцов составляет порядка 54,2 К, что только немного ниже значений, полученных на железосодержащих сверхпроводниках систем  $\text{SmFeAs}(\text{F},\text{O})$ ,  $\text{GdFeAs}(\text{F},\text{O})$ .

## Введение

К настоящему моменту после открытия сверхпроводимости в железосодержащих материалах известно множество классов железосодержащих сверхпроводников, например системы 11, 122, 112, 1111, 1144, 12442 и другие [1]. Среди перечисленных семейств система 1111 обладает наивысшим значением критической температуры 57,5 К для  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  [2] и высокими значениями  $H_{c2}(0)$  ( $>200$  Тл) [5], а также высокой плотностью критического тока  $J_c$  ( $>10^6$  А/см<sup>2</sup>) [3]. К недостаткам данной системы можно отнести сложность синтеза вследствие того, что фазы зачастую могут быть получены только с помощью методик синтеза под давлением. Кроме того, обычно после синтеза объем сверхпроводящей фазы в полученном материале составляет всего несколько процентов.

В настоящей работе для гомогенизации исходного материала использовался высокоэнергетичный размол (механоактивация) для получения фазы  $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$ . Данный метод был успешно апробирован на железосодержащих сверхпроводниках системы 122 и 1111 [4]. В основе метода стоит идея в активировании исходных компонентов при высокоэнергетичных ударах шаров в процессе размола. В процессе механоактивации образуется рентгеноаморфная фаза без термообработки.

До настоящего времени были успешно синтезированы родительские соединения железосодержащих сверхпроводников системы 1111  $\text{SmFeAsO}$ ,  $\text{CaFeAsF}$  и получены сверхпроводники при частичном замещении F и Co [5]. В то же время отсутствуют данные о частичном замещении Ca на Sm. В результате в данной работе показана возможность легирования родительской фазы  $\text{CaFeAsF}$  атомами Sm и возникновение сверхпроводящего перехода при температуре 54,2 К.

## Результаты

Соединение  $\text{CaSm}$ -1111 синтезировали в несколько этапов, все операции проводили в перчаточном боксе с аргоновой атмосферой из прекурсоров  $\text{Fe}_2\text{As}$ ,  $\text{SmAs}$ ,  $\text{CaF}_2$  и чистого Fe, Sm и As для получения исходного состава  $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$ . Следующим этапом осуществляли механообработку в размольной чаше из карбида вольфрама в планетарной мельнице Fritsch Pulverisette 7 Premium Line. Высокоэнергетичный размол производили в течение 150 мин с промежуточными остановками для охлаждения размольной чаши. Затем полученный материал прессовали в таб-

летки и отжигали при температуре 1000 °С в течение 48 часов. Последующий синтез под высоким давлением проводили в тиглях из нитрида бора и при температуре 1350 °С при давлении 50 кбар в течение 30 мин. Качество материала после синтеза контролировали рентгенофазовым анализом с помощью дифрактометра Rigaku MiniFlex 600 ( $K\alpha = 1,541$  Å). Пример дифрактограммы полученных образцов представлен на рис. 1.

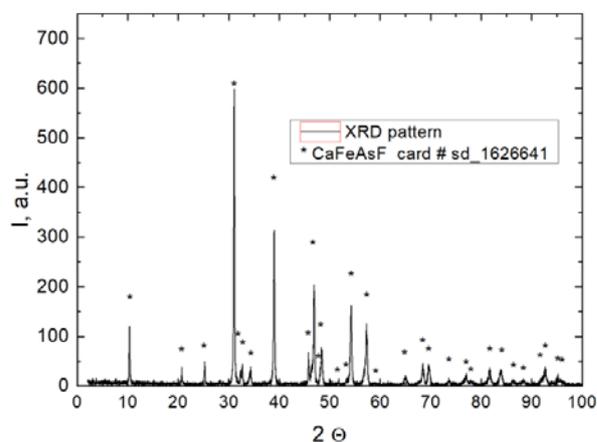


Рис. 1. Дифрактограмма образца состава  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sm}_x\text{FeAsF}$

На дифрактограмме после проведенного синтеза видно наличие рефлексов, связанных с фазой  $\text{Ca}$ -1111. Следует отметить, что объем сверхпроводящей фазы составляет всего несколько процентов, что свидетельствует о сложности образования фазы даже с использованием синтеза под давлением.

Последующие низкотемпературные транспортные измерения (рис. 2) позволили оценить величину

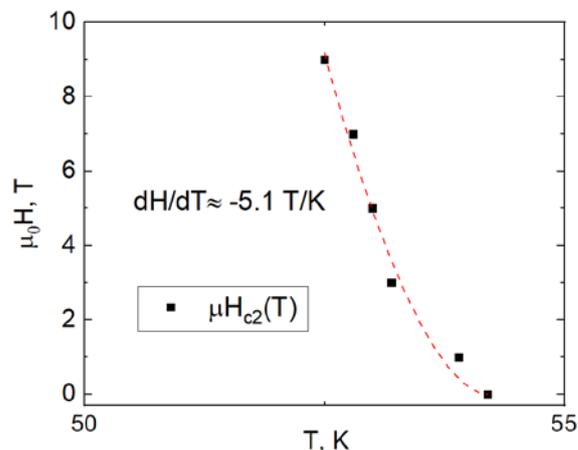


Рис. 2. Температурная зависимость величины верхнего критического поля

верхнего критического поля по модели WHH (ВХХ) в «грязном» пределе [6] согласно формуле  $H_{c2}(0) = -0,693(dH_{c2}/dT)T_c$ . Оценка величины верхнего критического поля порядка  $190 \pm 30$  Тл. Величина длины когерентности  $\xi(0)$  из соотношения  $H_{c2}(0) = \Phi_0/2\pi\xi^2(0)$  составляет порядка 1 нм соответственно.

**Выводы.** Впервые, используя метод механоактивации и синтеза под давлением, синтезировали новый сверхпроводник  $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$  с критической температурой сверхпроводящего перехода  $T_c = 54,2$  К.

#### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00307. Измерения проведены с использова-

нием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

#### Литература

1. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, Y. Ma // *Materials today*. 2018. V. 21, no. 3. P. 278.
2. F. Caglieris, et al. // *APL Materials*. 2016. V. 4, no. 2. P. 020702.
3. K. Kawashima, et al. // *Journal of the Physical Society of Japan*. 2016. V. 85, no. 6. P. 064710.
4. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko // *Ceram. Int.* 2020. V. 46, no. 7. P. 8625.
5. A. H. Fang, et al. // *Journal of the American Chemical Society*. 2010. V. 132, no. 10. P. 3260.
6. N. R. Werthamer, E. F. Helfand, P. C. Hohenberg // *Physical Review*. 1966. V. 147, no. 1. P. 295.

# Пиннинг в высокотемпературных сверхпроводящих супергидридах

В. А. Власенко<sup>1,\*</sup>, А. В. Садаков<sup>1</sup>, Д. В. Семенов<sup>2</sup>, Ди Чжоу<sup>2</sup>, И. А. Троян<sup>3</sup>,  
А. С. Усольцев<sup>1</sup>, В. М. Пудалов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия

<sup>2</sup> Center for High Pressure Science & Technology Advanced Research, Bldg. #8E, ZPark, 10 Xibeiwang East Rd, Haidian District, Beijing, 100193, China

<sup>3</sup> Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

\* vlasenkova@lebedev.ru

В работе проведено комплексное исследование динамики вихрей Абрикосова для недавно открытых высокотемпературных сверхпроводников  $\text{ThH}_{10}$  с  $T_c = 153$  К при давлении 170 ГПа и  $\text{YH}_6$  с  $T_c = 215$  К при давлении 200 ГПа.

## Введение

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости при 203 К в гидриде серы  $\text{H}_3\text{S}$  [1] вызвало значительный интерес среди научного сообщества, занимающегося физикой конденсированного состояния вещества. К настоящему моменту проделан огромный объем теоретической и экспериментальной работы, был выделен новый класс высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) – супергидридов [2]. Новый класс известных супергидридов состоит из нескольких различных структурных типов: гранецентрированные кубические декагидриды  $\text{LaH}_{10}$ ,  $\text{ThH}_{10}$ ,  $\text{CeH}_{10}$ ; кубические телесно-центрированные гексагидриды  $\text{YH}_6$ ,  $\text{CaH}_6$ ,  $\text{EuH}_6$ ; гексагональные нонагидриды  $\text{YH}_9$ ,  $\text{CeH}_9$ ,  $\text{ThH}_9$ ; тетрагональные  $\text{LaH}_4$ ,  $\text{YH}_4$  и полигидриды типа A15, включая  $\text{La}_4\text{H}_{23}$ ,  $\text{Lu}_4\text{H}_{23}$  и  $\text{Y}_4\text{H}_{23}$  [3]. Сверхпроводимость в гидридах возникает при экстремальных давлениях, которые статически могут быть достигнуты только в ячейках алмазной наковальни (ДАС). В отличие от двух других основных семейств ВТСП – купратов и сверхпроводников на основе железа, которые были тщательно исследованы всеми доступными методами, – супергидриды являются наименее изученным классом сверхпроводников из-за физического ограниченного доступа к зоне высокого давления между двумя алмазными наковальнями.

## Результаты

В синтезированном ранее поликристаллическом образце  $\text{YH}_6$  под давлением 2 Мбар были проанализированы транспортные кривые в различных магнитных полях согласно приближению модели вихревого стекла (ВС) [4]. Показано существование несколько вихревых фаз в исследуемом супергидриде. В рамках теории ВС была определена область существования ВС, а также линия плавления  $T_g(H)$ , критическая область существования вихревой жидкости. Полученные значения показателя степени согласуются с трехмерным случаем фазового перехода из вихревого жидкого в вихревое твердое состояние.

В рамках модели ТАФФ [5] в соединении  $\text{YH}_6$  получены высокие значения активационной энергии более чем  $1 \cdot 10^5$  К, что сопоставимо с купратными ВТСП. В  $\text{YH}_6$  наблюдается степенная зависимость активационной энергии  $U_0 \propto H^{-\alpha}$  с величиной пара-

метра  $\alpha = 0,34-0,40$ , схожим с купратными ВТСП и железосодержащими сверхпроводниками. В области 8–10 Тл наблюдается некоторый излом, что говорит о возможном фазовом переходе. Наблюдаемый переход находится значительно выше по полю, чем в купратных ВТСП, где переход наблюдается при 2–4 Тл, и обычно связан с переходом в другой режим пиннинга вихрей. При обобщении экспериментальных данных была построена фазовая диаграмма, представленная на рис. 1.

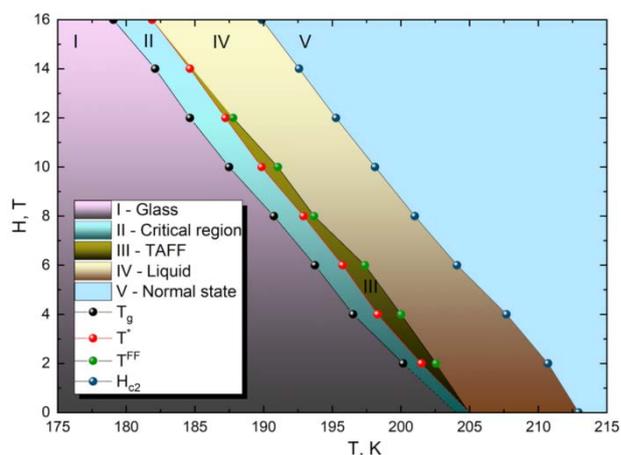


Рис. 1. Фазовая диаграмма гидрида  $\text{YH}_6$  при давлении около 200 ГПа

Оценка величины числа Гинзбурга для  $\text{YH}_6$  дает значения  $G_1 = (3-8) \cdot 10^{-3}$ , что значительно выше, чем для большинства классических сверхпроводников, но все же ниже, чем в купратных ВТСП и железосодержащих сверхпроводниках системы «1111». Данный факт указывает на то, что тепловые флуктуации не так сильны в  $\text{YH}_6$ , и мог бы объяснить причину слабого уширения переходов в полигидридах с высоким  $T_c$  в слабых магнитных полях. В то же время в высокотемпературном сверхпроводнике  $\text{ThH}_{10}$ , который находился под давлением 1,7 Мбар, аналогично проведенный анализ свидетельствует в пользу квазидвумерной природы фазового перехода из вихревой жидкости в вихревое закрепленное состояние (стекло). И в рамках теории ТАФФ было показано, что энергия тепловой активации  $U_0$  превышает  $2 \cdot 10^5$  К, а  $G_1 = 0,039-0,085$ , соответственно. С точки зрения этих параметров гидрид тория приближается к рекордам

системы BiSrCaCuO и  $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_3\text{As}_8)[(\text{Fe}_{1-x}\text{Pt}_x)_2\text{As}_2]_5$  [6]. В то же время в данном соединении также не наблюдается значительного уширения сверхпроводящего перехода. Можно сделать вывод об иной природе данного феномена, слабо связанного с флуктуационными эффектами.

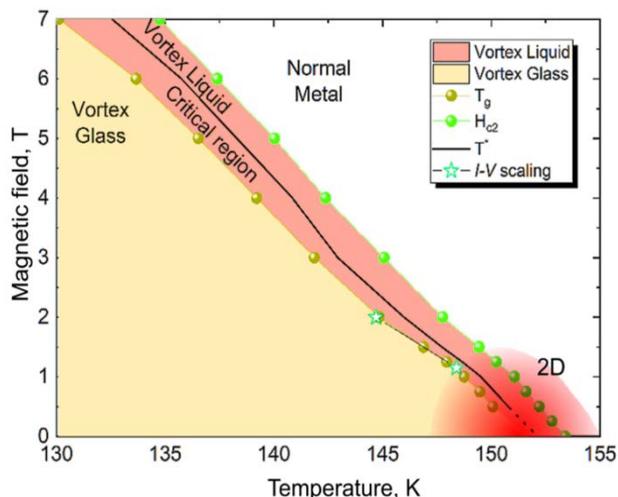


Рис. 2. Фазовая диаграмма гидрида  $\text{ThH}_{10}$  при давлении около 170 ГПа

Зависимость энергии активации от магнитного поля демонстрирует фазовый переход в приложенном поле  $H_{cr} = 1,5$  Тл от квази-2D-логарифмического поведения  $U_0 \propto \ln(H)$  к 3D по степенному закону  $U_0 \propto 1/H$ , который характерен для режима коллективного пиннинга. Из анализа низкодиссипативной области линейного удельного сопротивления в сочетании

со скейлингом ВАХ подтверждается существование фазы вихревого стекла, определена его линия плавления  $T_g(H)$  и критическая область существования в соответствии с ВС-теорией. С учетом экспериментальных данных была построена фазовая диаграмма для  $\text{ThH}_{10}$ , представленная на рис. 2.

## Выводы

В работе проведено комплексное исследование динамики вихрей Абрикосова для недавно открытых высокотемпературных сверхпроводников  $\text{ThH}_{10}$  с  $T_c = 153$  К и  $\text{YH}_6$  с  $T_c = 215$  К. Получены высокие значения активационной энергии более чем  $2 \cdot 10^5$  К. Показано значительное влияние тепловых флуктуаций в динамике вихревой решетки  $\text{ThH}_{10}$ , аналогично купратным высокотемпературным сверхпроводникам.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания № АААА-А19-119083090048-5. Измерения проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

## Литература

1. A. P. Drozdov, et al. // Nature. 2015. V. 525. P. 73–6.
2. A. V. Sadakov, et al. // J. Phys. Chem. Lett. 2023. V. 14. P. 6666–6671.
3. A. V. Sadakov, et al. // arXiv:2311.01318.2023.
4. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 130–159.
5. A. H. Fang, et al. // Journal of the American Chemical Society. 2010. V. 132, no. 10. P. 3260.
6. W. J. Choi, et al. // Sci. Rep. 2020. V. 10. P. 201.

# Измерение импеданса на промежуточной частоте для СИС-смесителя диапазона 1,1–1,4 мм

Я. О. Водзяновский<sup>1,2,3,\*</sup>, К. И. Рудаков<sup>1,2</sup>, И. В. Третьяков<sup>1</sup>, Л. В. Филиппенко<sup>2</sup>, В. П. Кошелец<sup>1,2</sup>, А. В. Худченко<sup>1,§</sup>

<sup>1</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

<sup>2</sup>ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт НИУ, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701

\*ya.vodzyanovskiy@lebedev.ru, §khudchenko@asc.rssi.ru

В работе проведено экспериментальное измерение и численный расчет импеданса по тракту ПЧ для туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник в двухполосном смесителе диапазона 1,1–1,4 мм. Показано, что коэффициент отражения по мощности может варьироваться от –30 до –5 дБ в зависимости от рабочей точки. Предложен и апробирован экспериментальный метод определения импеданса СИС-смесителя.

## Введение

Для создания эффективного суб-миллиметрового смесителя на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) [1] необходимо определить собственный импеданс в тракте промежуточной частоты (ПЧ) СИС-смесителя, когда тот находится в рабочем состоянии, а именно при поданном напряжении смещения и при приложенном сигнале высокочастотного опорного генератора, чтобы оптимизировать дизайн подводящей линии, а также учесть уровень отражения по выходу одиночного сис-смесителя, при проектировании комплексной схемы смесителя с разделением боковых полос (рис. 1).

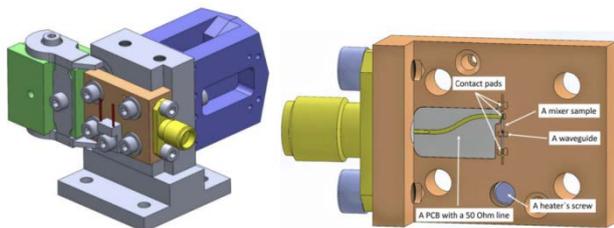


Рис. 1. Конструкция смесительного блока с рупором (слева) и центральной части блока смесителя (справа) [2]

На рис. 2 изображена схема эксперимента. Собственная емкость СИС-перехода отображена отдельно, т. к. при калибровке по вольт-амперной характеристике (ВАХ) СИСа она выступает как внешний элемент [3]. Сигнал опорного генератора задан на СИС-смеситель через рупор. Инжектор смещения позволяет

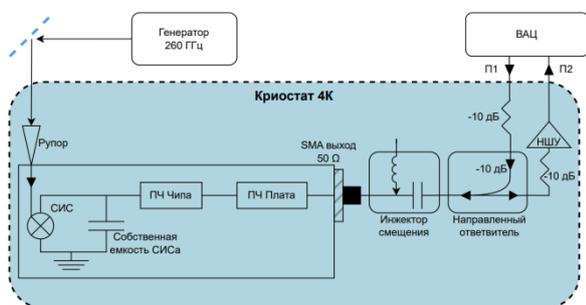


Рис. 2. Схема эксперимента по измерению импеданса СИС-смесителя по выходу ПЧ. Волноводная камера включает в себя 1) сам СИС-переход, включая ниобиевую линию ПЧ на чипе СИС-смесителя, 2) ПЧ-плату, связывающую чип с выходным SMA коннектором

разделить ПЧ-сигнал и токи, задающие напряжение на переходе. Векторный анализатор цепей (ВАЦ) генерирует тестовый сигнал (порт П1), который поступает на СИС-смеситель через –10 дБ развязку направленного ответвителя. Отраженный же сигнал проходит сквозь этот ответвитель напрямую, усиливается криогенным ПЧ-усилителем и следует на порт П2 ВАЦ. Калибровка цепи осуществляется за счет смещения автономного СИС-перехода в три положения: ниже щелевого напряжения в район 1 мВ («открытая цепь»), на середину щели («закоротка»), выше щелевого напряжения в область 4 мВ («нагруженная цепь»). Подробности проведения такой калибровки описаны в работе [4].

## Результаты

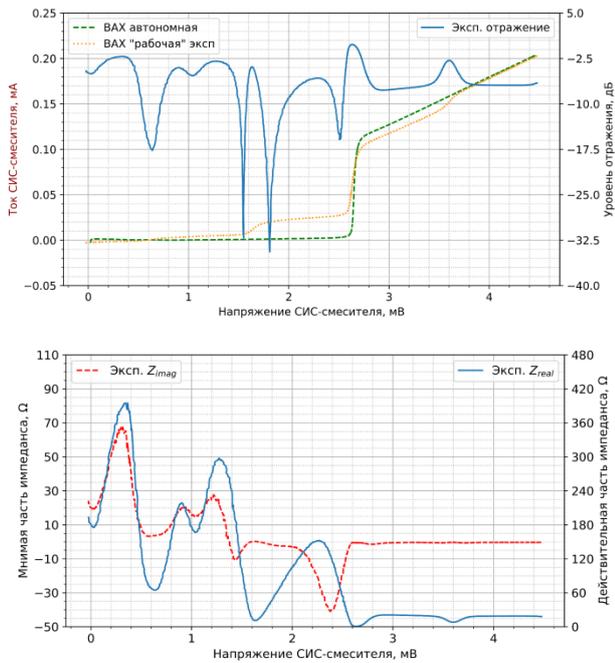
Определена связь импеданса по высокой частоте (ВЧ) и ПЧ, установлено, что уровень отражений может составлять менее –6 дБм в «рабочей» точке, дающей оптимальную шумовую температуру СИС-смесителя. В «рабочих» точках с неидеальной чувствительностью уровень отражения по выходу может быть доведен до –20 дБм.

На рис. 3 в верхней части изображены результаты измерений отражения по ПЧ для частоты опорного генератора 266 ГГц и промежуточной частоты 7 ГГц. В нижней части рис. 3 приведены соответствующие верхнему графику действительная и мнимая части импеданса СИС-смесителя. Можем заключить, что в «рабочем» диапазоне напряжений 2–2,5 мВ мнимая компонента импеданса вносит существенный вклад в уровень отражения по ПЧ.

## Выводы

Предложенная экспериментальная методика может лучше охарактеризовать существующие суб-мм-СИС-детекторы: определить импеданс и уровень отражения, улучшить качество разделения полос приемника диапазона 1,1–1,4 мм, который имеет потенциал быть использованным в космическом проекте «Миллиметрон».

В создании СИС-смесителей была использована Уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.



**Рис. 3.** В верхней части изображена ВАХ СИС-смесителя: автономная (пунктирная кривая), нагруженная сигналом опорного генератора (точечная кривая), а также приведены результаты измерений отражения (сплошная кривая). На нижнем графике показаны соответствующие действительная (сплошная кривая) и мнимая (пунктирная кривая) части импеданса СИС-перехода. Измерения приведены для частоты опорного генератора 266 ГГц и промежуточной частоты 7 ГГц

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-00061 (<https://rscf.ru/project/23-79-00061/>).

## Литература

1. J. Tucker, et al. Quantum limited detection in tunnel junction mixers // *IEEE J. Quantum Electron.* 1979. V. QE-15. P. 1234–1258.
2. K. Rudakov, A. Khudchenko, L. Filippenko, M. Paramonov, R. Hesper, D. Costa Lima, A. Baryshev and V. Koshelets // *THz Range Low-Noise SIS Receivers for Space and Ground-Based Radio Astronomy.* 2021. V. 11. P. 10087.
3. P. Serre, et al. The IF Output Impedance of SIS Mixers // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.* 2015. V. 5, no. 1. P. 2.
4. Ya. Vodzianovskii, A. Khudchenko and V. Koshelets. Determining the Parameters of the SIS-Mixer at an Intermediate Frequency // *Physics of the Solid State.* 2022. V. 64, no. 10. DOI: 10.21883/PSS.2022.10.54220.42НН.

# Предвихревые состояния в гибридном (сверхпроводник/нормальный металл) мостике

А. В. Бодягин<sup>1,2</sup>, Д. Ю. Водолазов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*vodolazov@ipmras.ru

В работе теоретически показано, что в гибридном мостике на основе двухслойки сверхпроводник(S)/нормальный металл(N) существует состояние с пространственными осцилляциями модуля сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta$  вдоль мостика и нулевой завихренностью. Это стационарное состояние реализуется при больших токах, когда наведенная сверхпроводимость в N-слое сильно подавлена. С увеличением тока увеличивается число осцилляций  $\Delta$ , что приводит к осцилляциям дифференциального сопротивления/кинетической индуктивности SN-мостика. При токе, превышающем критический ток  $I_c$ , пространственно осциллирующее состояние преобразуется в периодически во времени движущуюся цепочку вихрей поперек мостика. Благодаря этим свойствам такое состояние названо предвихревым или зарождающимся вихревым состоянием (nascent vortex state).

## Введение

Сверхпроводник, помещенный в магнитное поле или несущий транспортный ток, может находиться либо в вихревом (смешанном), либо безвихревом (мейснеровском) состоянии. В безвихревом состоянии сверхпроводящие свойства (например, намагниченность, критический ток или сопротивление) монотонно изменяются с изменением магнитного поля. Напротив, в вихревом состоянии сверхпроводящие свойства могут изменяться немонотонно, как функции магнитного поля или тока. Самый известный пример – осцилляции сопротивления полого сверхпроводящего цилиндра с изменением магнитного поля, которые связаны с изменением завихренности или количеством вихрей, захваченных цилиндром (эффект Литтла – Паркса) [1].

В нашей работе мы представляем сверхпроводящую систему, в которой, несмотря на нулевую завихренность, есть немонотонная зависимость транспортных свойств от приложенного тока. Предложенная система представляет собой гибридный мостик, скомпонованный из сверхпроводника (S) и обычного металла (N) и соединенный с нормальными или сверхпроводящими берегами (рис. 1). Мы обнаружили, что при больших токах, когда наведенный в N слое сверхпроводящий параметр порядка  $\Psi = \Delta e^{i\varphi}$  сильно подавлен, в SN-мостике возникает состояние с пространственными осцилляциями  $\Delta$  вдоль мостика. С увеличением тока число осцилляций увеличивается, что напоминает увеличение числа вихрей в обычном сверхпроводящем мостике или полоске при увеличении внешнего магнитного поля.

Для этого состояния мы используем или предвихревое, или зарождающееся вихревое состояние (nascent vortex state), которое ранее использовалось для физически подобного состояния и предположительно могло существовать в смешанном состоянии сверхпроводящей пластины II рода вблизи ее поверхности [2], что, однако, ни теоретически, ни экспериментально не было подтверждено. Основным отличием зарождающегося (nascent) вихря от обычного вихря является его равная нулю завихренность, что приводит к отсутствию области где  $\Delta \rightarrow 0$  (как в центре кора обычного вихря) и циркулирующего тока вокруг этой области. Зарождающийся вихрь имеет уд-

линенный, по толщине SN-мостика, кор, представляющий собой область с локально подавленным, но конечным  $\Delta$ .

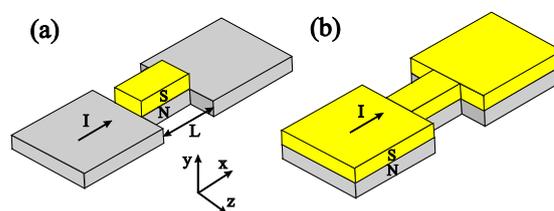


Рис. 1. SN-мостик, ограниченный нормальными берегами (a) и SN-мостик, ограниченный сверхпроводящими берегами (b)

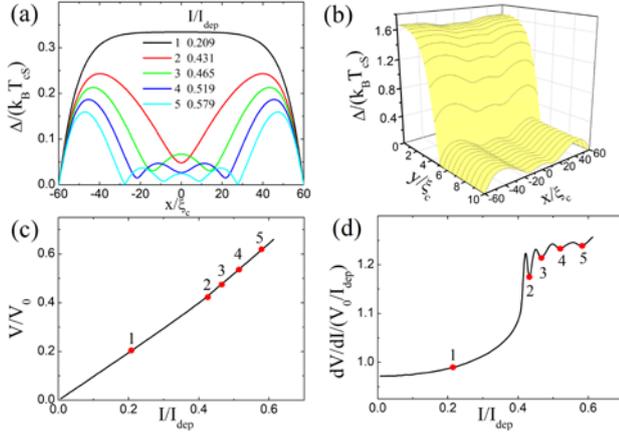
## Результаты

Мы использовали двумерные уравнения Гинзбурга – Ландау для расчета вольт-амперной характеристики и зависящей от тока кинетической индуктивности SN-мостиков, изображенных на рис. 1 (подробности модели представлены в работе [3]). В модели учитывается зависимость свойств по длине и толщине мостика, по ширине (направление  $z$  на рис. 1) система предполагалась однородной.

На рис. 2, a представлена пространственная зависимость  $\Delta$  вдоль SN-мостика, имеющего нормальные берега, на границе N-слоя с вакуумом при разных токах (параметры SN-мостика: отношение коэффициентов диффузии в разных слоях  $D_N/D_S = 50$ , температура  $T/T_{cS} = 0,7 = T/T_{cN} = 1,2$ ,  $d_S = d_N = 5\xi_c$  и  $L = 120\xi_c$ ,  $T_{cS}$  и  $T_{cN}$  – различные критические температуры слоев,  $\xi_c = (\hbar d_S/k_B T_{cS})^{1/2}$ ). Когда ток превышает некоторое значение (около  $0,4I_{dep}$  – тока распаривания), сверхпроводимость в слое N сильно подавляется. Это сопровождается появлением пространственных осцилляций  $\Delta$  вдоль мостика (рис. 2, a и 2, b). Количество минимумов в зависимости  $\Delta(x)$  увеличивается с увеличением тока, и это напоминает увеличение числа вихрей в обычной сверхпроводящей полоске или мостике с увеличением внешнего магнитного поля. Изменение  $\Delta(x, y)$  влияет на падение напряжения вдоль мостика (см. рис. 2, c), что хорошо видно на зависимости дифференциального сопротивления от тока (см. рис. 2, d). Для наших параметров электрическое поле проникает в мостик на глубину  $L_E$  (она ме-

няется от  $L_E \sim 13\xi_c$  при малых токах до  $L_E \sim 17\xi_c$  при  $I = I_c$ , что обеспечивает его конечное сопротивление.

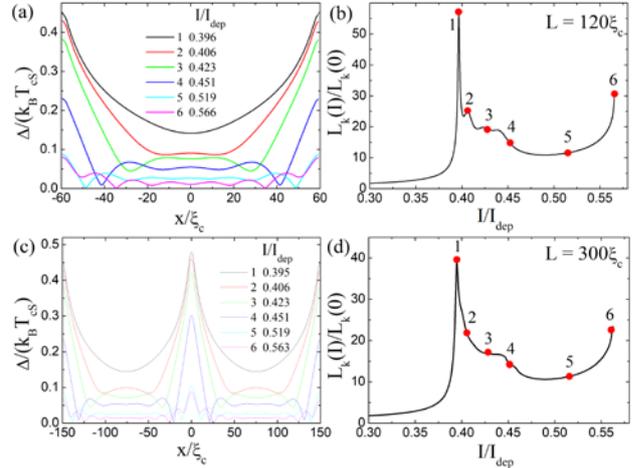
Мы нашли, что каждое изменение (кинк) на зависимости  $dV/dI(I)$  связано с появлением дополнительных минимумов зависимости  $\Delta(x)$ , и это напоминает колебания сопротивления в эффекте Литтла – Паркса. При  $I > I_c$  вихри входят в SN-мостик со стороны N-слоя через локальные минимумы  $\Delta(x)$  (их число равно числу минимумов  $\Delta(x)$  в статике) и пересекают мостик.



**Рис. 2.** Пространственное изменение  $\Delta$  в зависимости от тока вдоль SN-мостика с нормальными берегами на границе N-слоя с вакуумом (а); б – пример изменения  $\Delta$  по толщине и длине SN-мостика при  $I = 0,465I_{dep}$ ; в – вольт-амперная характеристика SN-мостика до  $I = I_c$ . Сопротивление конечно из-за проникновения электрического поля в мостик со стороны нормальных берегов; д – зависимость дифференциального сопротивления SN-мостика от тока

Подобное состояние существует в SN-мостике со сверхпроводящими берегами (рис. 3, параметры мостика такие же, как на рис. 2). Наличие в этом случае зарождающихся вихрей приводит к осцилляциям кинетической индуктивности  $L_k$  (см. рис. 3, б). Заметим, что для однородного SN-мостика состояние с пространственными осцилляциями  $\Delta$  не существует. Вплоть до  $I = I_c$ ,  $\Delta(x) = \text{const}$ , а при  $I > I_c$  цепочка вихрей входит в SN-мостик со стороны N-слоя. Этот результат подтверждает необходимость наличия градиента  $\Delta$  вдоль моста, вызывающего зарождение предвихревого состояния. Чтобы доказать это, помимо повышения  $T_{cN}$  на концах мостика (что моделирует в нашей модели локальное повышение  $\Delta$  за счет сверхпроводящих берегов), мы также локально увеличили

$T_{cN}$  в середине мостика. Действительно, в этом случае мы получили осцилляции  $\Delta$  как вблизи концов, так и в середине моста (см. рис. 3, с). Более того, качественно аналогичный результат получается в случае локального снижения  $T_{cN}$ . Визуально осцилляции  $\Delta$  возле такого «дефекта» напоминают фриделевские осцилляции электронной плотности вблизи заряженного дефекта, однако в нашем SN-мосте они не связаны с интерференцией волновой функции электронов.



**Рис. 3.** Пространственное изменение  $\Delta$  в зависимости от тока вдоль SN-мостика со сверхпроводящими берегами на границе N-слоя с вакуумом (а); зависимость кинетической индуктивности мостика от тока (б). Пик при  $I = 0,396I_{dep}$  (обозначен цифрой 1) связан с подавлением сверхпроводимости в N-слое. Кинки при больших токах связаны с изменением числа зарождающихся вихрей. При  $I \rightarrow 0,565I_{dep} = I_c$  (цифра 6) происходит увеличение  $L_k$  при подавлении сверхпроводимости в S-слое. На панелях (с) и (д) показаны результаты для SN-мостика с  $L = 300\xi_c$  и дополнительно усиленной сверхпроводимости в середине мостика

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00203.

## Литература

1. W. A. Little and R. D. Parks // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 9–11.
2. B. L. Walton, B. Rosenblum and F. Bridges // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 1047–1049.
3. A. V. Bodyagin, D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 134519.

# Измерение ширины линии спектра большого массива ниобиевых контактов

М. А. Галин<sup>1,\*</sup>, Л. С. Ревин<sup>1</sup>, Н. В. Кинёв<sup>2</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, А. И. Елькина<sup>1</sup>,  
А. В. Худченко<sup>2,3</sup>, Г. П. Назаров<sup>2,3</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, В. В. Курин<sup>1</sup>,  
В. П. Кошелец<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125099

<sup>3</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 199911

\*galin@ipmras.ru

Выполнены спектральные измерения ниобиевого массива джозефсоновских контактов с целью оценки ширины линии джозефсоновского излучения. Массив состоит из 9996 последовательно соединенных контактов Nb/NbSi/Nb, занимающих площадь 5×7 мм на кремниевой подложке. Для анализа спектра джозефсоновского излучения использовались супергетеродинные сверхпроводниковые приемники со смесителем на основе перехода Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb и со смесителем на основе перехода на бикристаллической границе подложки Zr<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>O<sub>2</sub>. Результаты измерений указывают на существенное влияние технических шумов на ширину линии джозефсоновской генерации. Минимальная ширина линии  $\Delta f_{\min} = 700$  кГц наблюдалась при питании массива от электрических батарей, не связанных с бытовой сетью, являющейся предположительно основным источником шумов.

## Введение

Измерение ширины линии генерации массива джозефсоновских контактов позволяет оценить число синхронизированных контактов в них, что необходимо для изучения механизма синхронизации и может способствовать поиску оптимальной топологии для массивов. В таких исследованиях более всего востребованы спектральные методы, использующие приемники супергетеродинного типа.

В данной работе представлены результаты измерений спектра массива ниобиевых джозефсоновских контактов с использованием двух типов приемников, основанных на сверхпроводящих переходах. Первый из них – это приемник со смесителем на основе перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb (СИС-приемник), обладающий рекордной чувствительностью [1]. Во втором приемнике в качестве смесителя используется переход на бикристаллической границе высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO (ВТСП-приемник). В процессе проведения измерений было установлено, что на ширину линии основной гармоники джозефсоновской генерации существенно влияют технические шумы, вероятно, происходящие от бытовой электрической сети. При подключении массива к автономному источнику питания и полного устранения связи его с сетью достигалась наименьшая ширина спектральной линии.

## Описание образца и схемы вывода джозефсоновского излучения

Исследованный массив представляет собой 9996 последовательно соединенных джозефсоновских переходов Nb/NbSi/Nb. Массив расположен на кремниевой подложке размером 1×1 см и занимает площадь 5×7 мм. Размер каждого контакта составляет 8×8 мкм. Кремниевый чип с массивом размещался в гелиевом сосуде Дьюара, откуда излучение выводилось по сверхразмерному волноводному тракту [2].

Вольтамперная характеристика массива содержит более 20 ступеней тока, обусловленных возбуждением резонансных мод вдоль прямолинейных однопо-

лосковых линий с контактами [2]. Спектральные измерения проводились на данных ступенях тока.

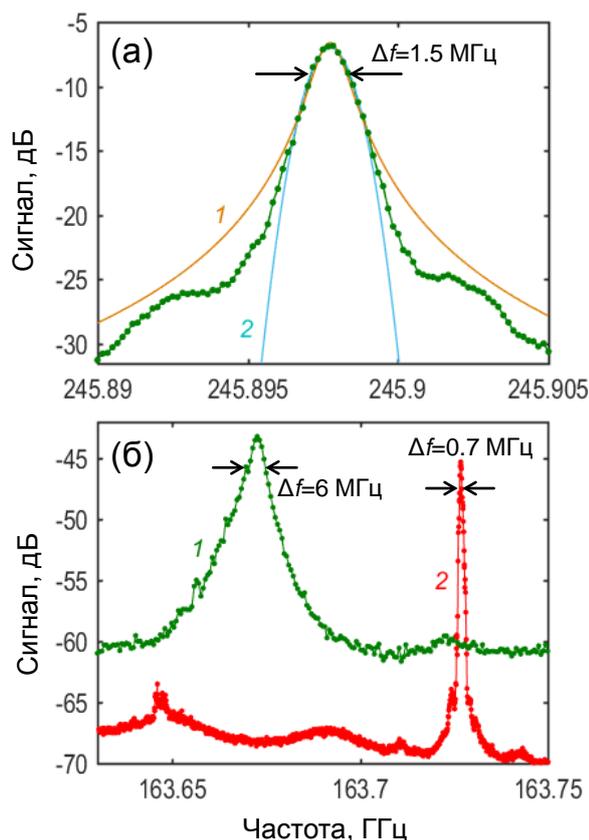
## Измерения с СИС-приемником

Гетеродином СИС-приемника являлся полупроводниковый умножитель, излучающий в диапазоне частот 211–275 ГГц. Смеситель на основе перехода Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb охлаждался в криостате замкнутого цикла до температуры 4,2 К. Излучение от гетеродина и от массива джозефсоновских контактов объединялось с помощью сплиттера и затем направлялось на смеситель через оптическое окно криостата. Усиленный сигнал промежуточной частоты (ПЧ) в итоге отображался на спектроанализаторе. Данный СИС-приемник имеет рекордно низкие шумы на уровне квантового предела (шумовая температура около 70 К) и разрешающую способность менее 0,1 МГц.

Измерения удалось провести на большинстве ступеней тока в широком частотном диапазоне, соответствующем диапазону умножителя. Для каждой ступени на спектре наблюдалась линия, соответствующая первой гармонике джозефсоновской генерации. Однако ширина линии сильно зависела от внешних технических шумов и наводок, возникающих в измерительной системе. Наибольший сигнал ПЧ наблюдался на 12-й (условно) ступени тока, находящейся в диапазоне 244–246 ГГц [2]. Ширина линии основной гармоники на этой ступени варьировалась в диапазоне 3–6 МГц. Впоследствии были приняты меры по устранению технических шумов, насколько это было возможно. В результате удалось добиться сужения спектральной линии до 1,5 МГц (рис. 1, а). Как видно из рисунка, линию не удается хорошо аппроксимировать функцией Лоренца. Это означает, что технические шумы до сих пор присутствуют в измерительной системе и оказывают влияние на спектр [3].

## Измерения с ВТСП-приемником

Смеситель ВТСП-приемника представляет собой мостик YBaCuO-сверхпроводника, напыленный на поверхность бикристаллической подложки Zr<sub>1-x</sub>Y<sub>x</sub>O<sub>2</sub>



**Рис. 1.** Спектральная линия джозефсоновской генерации ниобиевого массива, измеренная на 12-й ступени тока ВАХ (а). Линия аппроксимирована функциями Лоренца (1) и Гаусса (2) методом наименьших квадратов. Спектральные линии джозефсоновской генерации, полученные на 3-й ступени тока ВАХ массива при питании его источником тока, подключенным к электросети (1), и набором автономных электрических батарей (2) (б). На всех графиках схематично показана ширина линий на уровне половины от максимума

с углом разориентации  $24^\circ$  в плоскости [001]. Полученный таким образом бикристаллический джозефсоновский переход толщиной 0,1 мкм и шириной 2 мкм был интегрирован в логопериодическую планарную антенну [4] для широкополосной связи с внешним излучением. ВТСП-смеситель был установлен в криостат замкнутого цикла (криоохладитель Гиффорда – Мак-Магона), полезный сигнал передавался по квазиоптической схеме и фокусировался на джозефсоновском переходе с помощью кремниевой гиперполусферической линзы.

Сигнал на ПЧ получался с использованием операции смещения с высшими гармониками гетеродинного сигнала, излучаемого через симметричную антенну. Усиленный сигнал ПЧ регистрировался анализатором спектра. Предварительный усилитель, распо-

ложенный на холодной плите криостата, вместе с комнатным усилителем давали усиление 52 дБ при шуме  $-64$  дБм в диапазоне частот 1–3 ГГц в полосе 3 МГц. Источник постоянного тока с батарейным питанием использовался для смещения постоянного тока смесителя.

Измерение спектра проводилось на 3-й ступени тока ВАХ массива, находящейся в диапазоне 162–164 ГГц. При питании массива источником тока Keithley 6221А, подключенным к электросети, ширина спектральной линии составляла 6 МГц. Затем массив был подключен к набору электрических батарей с суммарным напряжением 90 В. В цепь с батареями был включен высокоомный резистор, обеспечивающий ограничение по току. Также была полностью устранена связь массива с электросетью путем отсоединения его от других приборов (нанольтметра и термоконтроллера). В таком случае наблюдалось как уменьшение фоновых шумов на 7–10 дБ, так и существенное сужение спектральной линии до 0,7 МГц.

## Выводы

В процессе спектральных измерений массива ниобиевых джозефсоновских контактов с помощью супергетеродинных сверхпроводниковых приемников было установлено, что на ширину линии существенное влияние оказывают технические шумы, источником которых предположительно является бытовая электросеть. При питании массива набором электрических батарей, а также полного устранения связи массива с сетью достигалась наименьшая ширина спектральной линии, составившая 0,7 МГц на частоте около 164 ГГц.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект № 23-79-00063 (измерения с СИС-приемником) и проект № 0-79-10384-П (измерения с ВТСП-приемником).

## Литература

1. N. V. Kinev, K. I. Rudakov, L. V. Filippenko and V. P. Koshelets // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2022. V. 32. Art. no. 1500206.
2. M. A. Galin, N. V. Kinev, M. Yu. Levichev, A. I. El'kina, A. V. Antonov, A. V. Khudchenko, G. P. Nazarov, V. V. Kurin and V. P. Koshelets // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2024. V. 34. Art. no. 1100405.
3. К. К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. § 4.3. Малые флуктуации и ширина линии генерации. М.: Наука, 1985.
4. E. I. Glushkov, A. V. Chiginev, L. S. Kuzmin and L. S. Revin // Beilstein J. Nanotechnol. 2022. V. 13. P. 325–333.

# Влияние малых доз ионного облучения на сверхпроводящие свойства тонких пленок NbN

Г. Ю. Голубев<sup>1,\*</sup>, К. Е. Приходько<sup>1,2</sup>, Б. А. Гурович<sup>1</sup>, Д. А. Комаров<sup>1</sup>, Е. М. Малиева<sup>1</sup>, Б. В. Гончаров<sup>1</sup>, Д. А. Гончарова<sup>1</sup>, В. Л. Столяров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

\*geolubev@gmail.com

В работе впервые выполнены эксперименты по влиянию малых флюенсов ( $\sim 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) смешанного ионного облучения на сверхпроводящие характеристики пленки NbN. Были измерены критические токи перехода (полученные из статических ВАХ) и зависимости  $R(T)$  для исходной пленки и после облучения малым флюенсом. Было установлено, что при таком флюенсе наблюдается увеличение критического тока перехода NbN из сверхпроводящего состояния в нормальное. При этом было установлено отсутствие влияния такого малого флюенса на критическую температуру перехода.

## Введение

Несмотря на технологическую развитость полупроводниковой электроники, для устройств на основе транзисторов характерен ряд ограничений по тактовой частоте и энергопотреблению. С целью преодоления данных ограничений разрабатываются альтернативные вычислительные технологии. Например, сверхпроводниковые вычислительные устройства, имеющие классическую «неймановскую» логическую архитектуру.

В НИЦ «Курчатовский институт» разрабатывается элементная база логических устройств на основе переключения участков сверхпроводника (нанопроводов) между нормальным и сверхпроводящим состояниями. Для переключения используется другой нанопровод с сопротивлением, интегрированным в него с помощью смешанного ионного облучения [1]. В качестве сверхпроводящего материала выбран нирид ниобия NbN благодаря его высоким критическим свойствам и технологическим преимуществам.

Ранее нами было изучено поведение NbN под смешанным ионным облучением, необходимым для изготовления элементов сверхпроводниковой электроники. Так, при облучении смешанным протонно-кислородным пучком пленки NbN толщиной 5 нм в диапазоне доз 1,8–9 с. н. а. наблюдается изменение характера проводимости со сверхпроводящего на металлический. При дозах 9–12,6 с. н. а. пленка становится диэлектрической при температуре 4,2 К. При этом изменение характера проводимости обусловлено изменением химического состава пленки [2].

Позже нами были проведены исследования влияния смешанного ионного облучения с энергией 1 кэВ и стабилизирующего отжига на сверхпроводимость пленок NbN толщиной 5,5 нм при флюенсах облучения до  $10 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . В работе показано монотонное уменьшение критических свойств пленки. Однако после облучения флюенсом менее  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  стабилизирующий отжиг в режиме 200 °С 1 час может уменьшать критический ток в NbN [3].

Возможное уменьшение критического тока после отжига может быть связано с уменьшением количества дефектов, которые являются центрами пиннинга. При этом наблюдался сильный разброс значений, поскольку образцы характеризовались разбросом исходных критических токов.

Для устранения влияния разброса исходных токов на результат эксперимента схема облучения была изменена: все измерения и облучения были последовательно выполнены на конкретных образцах, при этом измерения проводились в машине замкнутого цикла для минимизации загрязнения поверхности в ходе стандартных измерений в жидком гелии. В исходном состоянии и между циклами облучения измерялись критический ток и температура сверхпроводящего перехода. Таким образом, отслеживалось их изменение по мере накопления дозы облучения.

## Результаты

Объектом исследования является пленка NbN толщиной 5 нм, напыленная на сапфировую подложку при температуре 100 °С. Облучению подвергалась квадратная область  $20 \times 20 \text{ мкм}$ . С противоположных сторон квадрата напылены контакты для измерений. Материал контактов – платина с подслоем никеля.

Измерение критического тока и температуры перехода проводилось путем снятия вольт-амперных характеристик (ВАХ) в диапазоне температур 4–9,5 К. Облучение проводилось пучком, состоящим из протонов и 1% кислорода. Энергия пучка 0,6 кэВ, плотность ионного тока  $j = 0,849 \text{ А/м}^2$ .

ВАХ снимались путем повышения тока через образец до перехода в нормальное состояние («прямой» переход), а затем – снижения тока до «обратного» перехода в сверхпроводящее состояние. Изменение прямых и обратных критических токов при различных температурах представлено на рис. 1.

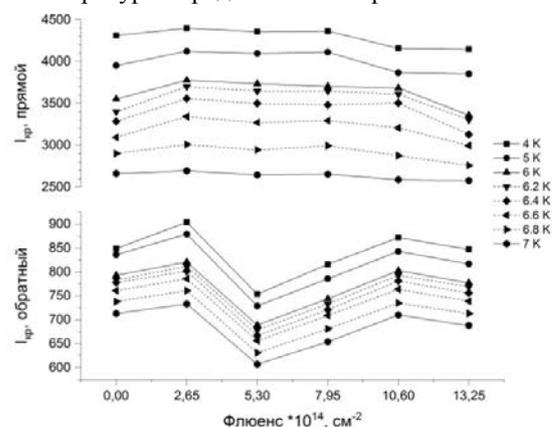
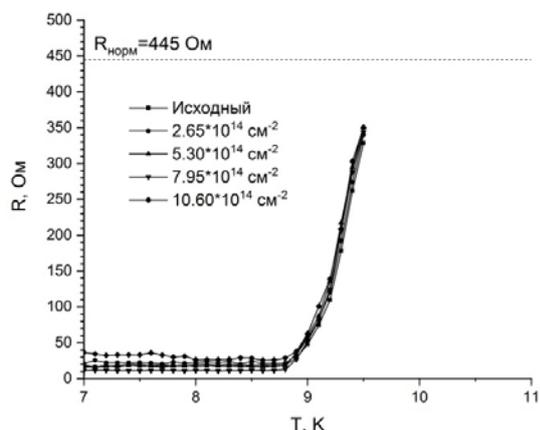


Рис. 1. Зависимости прямых и обратных критических токов сверхпроводящего перехода при различных температурах

На основе снятых ВАХ построены зависимости электрического сопротивления от температуры (рис. 2). Измерительный ток равен 100 мкА.



**Рис. 2.** Зависимости сопротивления от температуры при различных флюенсах ионного облучения, построенные на основе ВАХ

На рис. 1 видно, что после первого облучения флюенсом  $2,65 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  наблюдается повышение прямых и обратных критических токов в диапазоне температур 4–7 К. Максимальное повышение прямого критического тока зафиксировано при температуре 6,2 К и составило 9%. При последующих облучениях прямой критический ток постепенно снижается относительно уровня первого облучения.

Для обратного тока наблюдается падение при флюенсе  $5,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , которое при последующих облучениях выходит на первоначальный уровень. Уровень падения для температур на всем диапазоне составил ~17%.

При этом на всем исследуемом диапазоне флюенсов зависимости электрического сопротивления от температуры не претерпевают заметных изменений.

## Выводы

Показано, что облучение пленки NbN смешанным ионным пучком энергии 0,6 кэВ и флюенсом  $2,65 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  увеличило критические токи сверхпроводящего перехода без увеличения критической температуры. Максимальное увеличение тока прямого перехода при 6,2 К составило 8%, а обратного тока – при температуре 4 К составило 6%. Таким образом, впервые получены результаты, в которых наблюдается повышение критических токов тонкопленочного NbN при малых флюенсах ( $\sim 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) смешанного ионного облучения.

Увеличение прямого критического тока перехода объясняется закреплением вихрей Абрикосова на созданных дефектах в NbN, в то время как данный флюенс смешанного облучения слишком мал для значимого изменения атомного состава в результате протекания процесса селективного замещения атомов азота на атомы кислорода. Отсутствие влияния такого облучения на температуру сверхпроводящего перехода, несмотря на образование дефектов под действием облучения, соответствует теореме Андерсона для сверхпроводников II рода, к которым относится NbN.

## Финансирование

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

## Литература

1. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Л. В. Кутузов, Б. В. Гончаров и др. // Физика твердого тела. 2022. Т. 64, вып. 10. С. 1390–1398.
2. В. А. Gurovich, К. Е. Prikhodko, М. А. Tarkhov, et al. // Micro Nanosyst. 2015. V. 7, no. 3. P. 172–179.
3. К. Е. Приходько, Г. Ю. Голубев // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, вып. 17. С. 10–13.

# Исследование темновых отсчетов сверхпроводникового однофотонного детектора с пространственным разрешением

Г. Н. Гольцман<sup>1,2,4,\*</sup>, В. С. Андреев<sup>1,2</sup>, А. В. Семенов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный педагогический университет, ул. Малая Пироговская, 29/7, стр. 4, Москва, 119435

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

<sup>4</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Большой бул., 30, стр. 1, Инновационный центр «Сколково»

\*goltzman@rplab.ru

Мы исследуем темновые отсчеты в SNSPD с пространственным разрешением, используя детекторы с тейперами – согласованными по импедансу выводами. Мы обнаружили, что темновые отсчеты исходят из одной или нескольких точек вдоль нанополоски сверхпроводника: случай с одной такой точкой соответствует устройствам с относительно низким критическим током и ненасыщенной квантовой эффективностью, в то время как случай с несколькими точками – устройствам с более высоким критическим током и внутренней квантовой эффективностью, приближающейся к единице. Это прямое доказательство идеи о том, что как критический ток, так и эффективность обнаружения ограничены «самым слабым местом» полоски. Далее мы обнаружили, что темновые отсчеты, исходящие из разных точек, могут по-разному зависеть от температуры: например, точка, которая вносит основной вклад в количество отсчетов при низкой температуре, вносит лишь незначительный вклад или даже исчезает при более высокой температуре. Мы объясняем это в терминах различных реализаций случайной локальной среды с различными «слабыми точками».

## Введение

В настоящее время сверхпроводниковые однофотонные детекторы SNSPD являются предпочтительными устройствами для квантового детектирования света из области УФ до ближнего ИК, включая телекоммуникационные длины волн. Для ряда приложений, таких как квантовое распределение ключа [1, 2], квантовые вычисления [3, 4], биолюминесценция [5, 6], квантовая оптика, важно получить более высокое соотношение сигнал/шум для лучшего разрешения полезного сигнала. Таким образом, растет интерес к физике темновых отсчетов в SNSPD.

Впервые темновые отсчеты были подробно изучены и измерены в работе [7]. Но все еще существует вопрос о происхождении этого эффекта, более глубокое понимание которого может обеспечить улучшение характеристик SNSPD, которые от них зависят. В работах [8, 9] одиночные вихри, входящие через край полоски, были предложены в качестве флуктуаций, ответственных за возникновение темновых отсчетов. В работе [10] авторы продемонстрировали, что флуктуации могут быть как квантовыми, так и тепловыми, в зависимости от температуры.

Предполагается, что темные участки появляются вблизи «слабых мест» сверхпроводящей нанополоски [11, 12], что означает, что в этих точках критический ток ниже, чем в других местах на полоске. Таким образом, самая слабая из этих точек и определяет критический ток всего детектора. Из первой статьи по SNSPD [13] известно, что событие подсчета фотонов начинается с точки поглощения фотона. Но по большей части до сих пор неизвестно, с чего начинаются события темновых отсчетов. Местоположение точки, в которой появляется отсчет, может быть изучено с помощью SNSPD с геометрией волновода с сужениями (тейперами), путем измерения разницы во времени между поступлением электрических импульсов на противоположных концах полосы. Это в равной степени применимо для подсчета как световых, так и темновых отсчетов.

Тут мы представляем исследование физики темновых отсчетов с использованием метода дифференциального считывания [14] для измерения местоположения «слабых точек» и их поведения при различных температурах от 2,2 до 5,8 К, а также в слабом магнитном поле. Мы обнаружили, что количество темных точек генерируется в одной или нескольких точках, случай одной «слабой точки» соответствует устройствам с низким критическим током и ненасыщенной эффективностью обнаружения, в то время как случай нескольких точек – устройствам с более высоким критическим током и внутренней эффективностью обнаружения, приближающейся к единице.

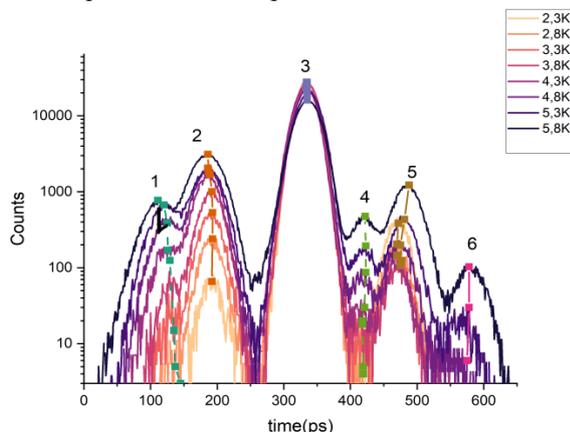
## Результаты

Мы изучили зависимость распределения темновых отсчетов от температуры. Данные представлены в виде количества отсчетов относительно задержки времени прихода импульсов на счетчик. Температуры варьировались в диапазоне от 2,2 до 5,8 К с шагом 0,5 К. PID контроллер был использован для лучшей стабилизации температуры. В каждой точке ток смещения был подстроен таким образом, чтобы уровень темнового счета не превышал 2000 отсчетов в секунду. Данные представлены на рис. 1.

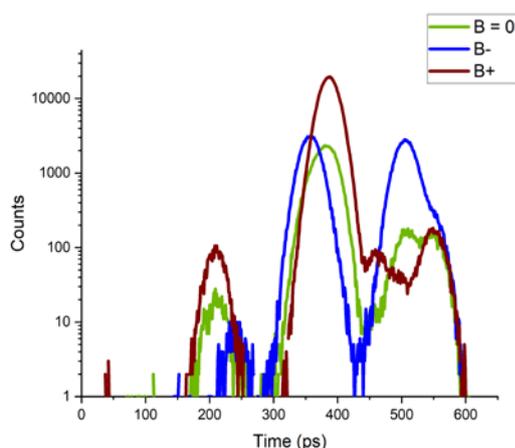
Наши наблюдения за эволюцией статистики количества темных отсчетов в зависимости от температуры можно резюмировать следующим образом. 1. Мы наблюдаем увеличение количества видимых точек с повышением температуры. 2. Разные точки имеют несколько разную зависимость скорости счета от температуры, поэтому их относительный вклад в общую скорость счета в темноте может либо увеличиваться, либо уменьшаться с повышением температуры.

В эксперименте с магнитным полем к детектору было приложено малое перпендикулярное магнитное поле, не более 10–20 мТл. В качестве источника поля был использован неодимовый магнит, помещенный на внешнем кожухе криостата. Неопределенность со значением поля на детекторе связана с тем, что суще-

стствует неточность в позиционировании магнита относительно SNSPD. Температура во время эксперимента составляла 2,2 К во время всего эксперимента. Ток смещения  $I_{\text{bias}} = 24,6$  мкА, что соответствует  $0,984I_c$ . Данные представлены на рис. 2.



**Рис. 1.** Распределение темновых отсчетов от времени задержки прихода импульса между двумя выводами детектора (что соответствует координате на меандре) для набора точек разных температур от 2,3 до 5,8 К. В низшей по температуре точке отчетливо наблюдается 3 пика, тогда как в высшей точке – 6



**Рис. 2.** Гистограмма распределения темновых отсчетов без магнитного поля (зеленый) и с разными ориентациями приложенного магнитного поля (красный и синий)

## Выводы

Мы исследовали темновые отсчеты с пространственным разрешением, позволяющим выделить вклад отдельных «слабых точек». Наши наблюдения за поведением темных отсчетов из разных слабых мест в зависимости от температуры и при приложении слабого магнитного поля указывают на то, что источниками темных отсчетов являются тепловые флуктуации одиночного вихревого входа на краю полосы.

Если есть другие типы флуктуаций, мы не устраняем их при текущем уровне точности нашего эксперимента в магнитном поле. Мы указываем, что более точное и систематическое изучение влияния магнитного поля на количество темных пятен в наборе из нескольких слабых точек может пролить больше света на природу лежащих в основе флуктуаций.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-65-10005.

## Литература

1. H. Takesue, et al. Quantum key distribution over a 40-db channel loss using superconducting single-photon detectors // *Nat. Photon.* 2007. V. 1, no. 6. P. 343.
2. S. Wang, et al. Twin-field quantum key distribution over 830-km fiber // *Nat. Photon.* 2022. V. 16. P. 154–161.
3. L. You. Superconducting nanowire single-photon detectors for quantum information // *Nanophotonics.* 2020. V. 9, no. 9. P. 2673–2692.
4. H. S. Zhong, et al. Quantum computational advantage using photons // *Science.* 2020. V. 370. P. 1460–1463.
5. Y. Meng, et al. Superconducting nanowire single-photon detector: a rising light sensor for bio-fluorescence imaging and microscopy" in Sixteenth International Conference on Photonics and Imaging in Biology and Medicine (PIBM 2023) // *SPIE.* 2023. P. 243–249.
6. J. Zhu, et al. Demonstration of measuring sea fog with an SNSPD-based Lidar system // *Scientific Reports.* 2017. V. 7.
7. A. Korneev, et al. Single-Photon Detection System for Quantum Optics Applications // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* 2007. V. 13, no. 4. P. 944–951.
8. D. Y. Vodolazov, et al. Vortex-assisted mechanism of photon counting in a superconducting nanowire single-photon detector revealed by external magnetic field // *Physical Review B.* 2015. V. 92, iss. 10.
9. D. Y. Vodolazov, et al. Saddle point states in two-dimensional superconducting films biased near the depairing current // *Physical Review B.* 2012. V. 85, iss. 17. P. 174507.
10. A. Murphy, et al. Three temperature regimes in superconducting photon detectors: quantum, thermal and multiple phase-slips as generators of dark counts // *Scientific reports.* 2015. V. 5, no. 1.
11. J. R. Clem, et al. Geometry-dependent critical currents in superconducting nanocircuits // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 84.
12. D. Y. Vodolazov, et al. Distribution of the magnetic field and current density in superconducting films of finite thickness // *Phys. C.* 2001. V. 349, iss. 1–2. P. 125–138.
13. G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams and R. Sobolewski. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79, no. 6. P. 705–707.
14. X. Zhang, et al. Geometric origin of intrinsic dark counts in superconducting nanowire single-photon detectors // *Superconductivity.* 2022. V. 1. P. 100006.

# Моделирование процессов разогрева и охлаждения в двухслойном функциональном наноз элементе, состоящем из нанопроводов NbN со встроенной областью нормального металла

Б. В. Гончаров<sup>1,\*</sup>, К. Е. Приходько<sup>1,2</sup>, Д. А. Гончарова<sup>1</sup>, В. Л. Столяров<sup>1</sup>,  
Б. А. Гурович<sup>1</sup>, Л. В. Кутузов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

\*Goncharov\_bv@nrcki.ru.

Выполнено моделирование распределения температур в двухслойном функциональном наноз элементе, состоящем из нанопроводов NbN, разделенных слоем  $Al_2O_3$ . Нанопровод со встроенной областью нормального металла расположен в нижнем слое устройства. Моделирование выполнено для двух проводов, входящих в устройство. Через каждый из проводов пропускался постоянный ток  $\approx 0,9$  от  $I_c$ . Дана оценка времени перехода верхнего нанопровода в нормальное состояние в результате нагрева, с учетом его постепенного прогрева и зависимости  $I_c$  от температуры, а также с учетом времени, необходимого для охлаждения как верхнего, так и нижнего нанопроводов.

## Введение

Разработанный в НИЦ «Курчатовский институт» метод «селективного замещения атомов» (СЗА) позволяет локально изменять химический состав и свойства тонкопленочных материалов. Применение данной методики позволяет создавать модифицированные области в нанопроводах из тонкопленочных сверхпроводящих материалов (в данном случае NbN), которые проявляют резистивные свойства при низких температурах. Таким образом, появляется возможность создания пассивных (сопротивления) и активных (логические элементы «НЕ», «И», «ИЛИ») функциональных наноразмерных элементов, если располагать нанопровода со встроенными модифицированными областями и без них с необходимой топологией [1]. Механизм переключения в таких элементах основан на тепловом воздействии управляющего элемента («затвора» или нанопровода со встроенной модифицированной областью) на управляемый элемент (сверхпроводящий канал соседнего нанопровода), которое вызывает нагрев последнего или его части до критической температуры для его перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. В предыдущих работах авторов было проведено моделирование тепловых процессов (разогрева резистивной области при пропускании постоянного тока) для одно- и двухслойных функциональных элементов. В работах выполнялось моделирование распределения температур при протекании постоянного тока в верхнем нанопроводе, для различных значений удельного сопротивления модифицированной области в верхнем проводе. Однако при моделировании не учитывались процессы охлаждения, которые могут оказывать существенное влияние на оценку времени срабатывания описываемых устройств. Рассматриваемый в работе функциональный наноз элемент представляет собой двухслойную структуру из двух нанопроводов NbN. Переключаемый нанопровод расположен на подложке из кристаллического сапфира. Переключающий провод (с резистивной областью) расположен над первым проводом. Провода разделены слоем диэлектрика  $Al_2O_3$ . Вся структура покрыта защитным слоем

PMMA. Через каждый из проводов пропускается постоянный ток, близкий к критическому.

Данная работа является продолжением работ [2, 3], в которых был произведен расчет распределения температур в простейшем двухслойном элементе, а также в трехслойном элементе с учетом протекания тока через верхний нанопровод (при работе реального устройства протекающий ток составляет  $\approx 0,9 I_c$ ). Тем не менее в работе [3] не учитывался процесс охлаждения как верхнего, так и нижнего нанопроводов до температур ниже  $T_c$ .

## Эксперимент

Моделируемое устройство изготавливалось с помощью методов «СЗА» фото- и электронной литографии, из пленок NbN толщиной 5,5 нм;  $T_c$  пленок составила 8,5 К. В качестве разделительных слоев использовался  $Al_2O_3$  толщиной 10 нм, нанесенный методом послыоного атомного осаждения подложка/монокристаллический  $Al_2O_3$ . Ширина провода составляла 100 нм. Для сверхпроводящих проводов (без встроенной резистивной области) были измерены зависимости  $I_c$  от температуры и ВАХ. Типичная зависимость приведена на рис. 1.

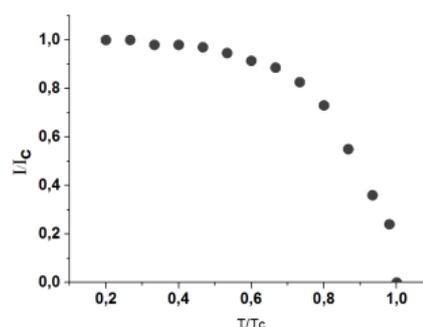


Рис. 1. Измеренное уменьшение величины критического тока при приближении температуры к  $T_c$

## Моделирование

Для моделирования распределения тепла вдоль провода использовалась методика, подробно описан-

ная в [4], то есть использовалось уравнение теплопроводности:

$$J^2 \rho + \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha}{d} (T - T_{sub}) = \frac{\partial cT}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – удельное сопротивление участка провода,  $J$  – плотность тока,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности NbN,  $\alpha$  – граничная теплопроводность между NbN и сапфиром,  $d$  – толщина провода,  $c$  – теплоемкость единицы объема NbN,  $T_{sub}$  – температура подложки. В левой части первое слагаемое описывает Джоулев нагрев, который постоянно происходит в модифицированной области, а также в тех частях нанопровода, чья температура превысила  $T_c$ . Правая часть уравнения описывает изменения локальной плотности энергии. Второе слагаемое описывает распространение тепла вдоль нанопровода. Третье слагаемое описывает распространение тепла в сапфировую подложку. Учитывались зависимости  $\rho$ ,  $\kappa$ ,  $\alpha$ ,  $c$  от температуры и состояния участка провода, а также распространение тепла в подложку и в разделительные слои  $Al_2O_3$ . Отличия от описанного в [4] случая, где некоторая часть провода переходит в нормальное состояние, после чего происходит остывание всей системы, заключаются в том, что в моделируемом устройстве модифицированная область (по своей сути нагревательный элемент) постоянно встроена в сверхпроводник. Второе важное отличие состоит в том, что мы пропускаем через проводники постоянный ток,  $I = 0,9$  от  $I_c$ .

При прогреве части верхнего провода выше  $T_c$  происходит перераспределение плотности тока в оставшуюся непрогретую часть, и плотность тока может превысить критическую. Кроме того, в процессе разогрева до  $T_c$  переключаемого провода уменьшается величина  $I_c$  его подогретой части (см. рис. 1). Таким

образом, можно определить момент перехода верхнего провода как точку, при которой более 10% провода нагрето до температуры  $\geq T_c$ . Длительность управляющего импульса составляла 15 и 30 пс. Начальная температура всей системы задавалась равной 4,2 К в первом и 5,5 К во втором случае.

## Результаты и выводы

Результаты моделирования показывают, что переход верхнего нанопровода в нормальное состояние при заданных параметрах (прогрев 10% толщины провода до  $T_c$ , постоянный ток через каждый из проводов  $I = 0,9 I_c$ ) происходит за время  $\sim 7$ –8 пс при  $T = 4,2$  К и  $\sim 5$ –6 пс при  $T = 5,5$  К, что приблизительно соответствует результатам, описанным в [5]. Оценка времени остывания и обратного перехода показала следующие значения:  $\sim 10$ –12 пс для  $T = 4,2$  К и 12–15 пс для  $T = 5,5$  К.

Проведенная работа позволит рассчитывать топологии и предварительно оценивать времена срабатывания для различных типов наноразмерных элементов, созданных с помощью радиационных методов локального изменения атомного состава.

## Литература

1. B. A. Gurovich, K. E. Prihod'ko, M. A. Tarkhov, et al. // *Micro and Nanosystems*. 2015. V. 7. P. 172–179.
2. B. A. Gurovich, B. V. Goncharov, et al. // *Physics of the Solid State*. 2022. V. 9. P. 1228.
3. B. A. Gurovich, B. V. Goncharov, et al. // *Physics of the Solid State*. 2023. V. 7. P. 1211.
4. K. Joel, W. Yang, et al. // *Transactions on Appl. Supercond.* 2007. 17 2, 7–8. P. 386–390.
5. B. Korzh, Q. Y. Zhao, et al. // *Nat. Photonics*. 2020. V. 14. P. 250–255.

# Динамическая теория однофотонного транспорта в одномерном волноводе

Я. С. Гринберг\*, О. А. Чуйкин, А. А. Штыгашев, А. Г. Моисеев

Новосибирский государственный технический университет НЭТИ, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073  
\*yakovgreenberg@yahoo.com

В работе рассмотрена теория рассеяния фотонов на кубитной цепочке в одномерном волноводе. Ключевой идеей при расчете был отказ от приближения, связанного с распространением коэффициента связи в отрицательную область частот. Были получены общие уравнения для амплитуд возбуждения  $N$  кубитов в волноводе, и точные аналитические выражения для спектров прошедшего и отраженного сигналов в случае для двух кубитов. Показано, что при учете только положительной области частот получаемые выражения значительно отличаются от известных результатов.

## Введение

Исследование фотонного транспорта в одномерных структурах, содержащих искусственные атомы (или иначе кубиты), имеет большое практическое и фундаментальное значение для области квантовых вычислений. В этом ключе важной задачей можно считать теоретическое описание нестационарных процессов рассеяния фотонных полей на кубитных цепочках, помещенных в копланарный волновод, чему и посвящена наша работа [1].

Существует два основных метода расчета подобных задач. Первый метод основан на стационарной теории, в которой решается задача для квазистационарных мод в волноводе с помещенными в него кубитами. Этот метод дает ограниченное описание динамики системы, и плохо подходит для рассмотрения реальных импульсов. Второй метод строится на нестационарной теории и позволяет получить достаточно полные результаты для произвольных падающих импульсов [2].

Этот нестационарный метод основан на двух приближениях. Первое – это приближение Вигнера – Вайскопфа, которое для нашей системы эквивалентно марковскому приближению, в котором пренебрегается эффектами запаздывания при взаимодействии между кубитами. Второе приближение заключается в продлении кубит-фотонной связи в отрицательную область частот, что позволяет опустить нижнюю границу некоторых интегралов до  $-\infty$  и получить аналитический результат.

Однако чисто с физической точки зрения связь между фотонами и кубитами на отрицательных частотах не имеет смысла, и вообще говоря, должна быть равна нулю. Можно в какой-то степени говорить, что это приближение – своего рода математический трюк, который выполняется, если вклад от отрицательной области частот достаточно мал, что обычно верно когда расстояние между кубитами больше длины волны излучения. Тем не менее, как показал наш расчет [1], даже в этом случае имеются заметные отличия в спектральных линиях.

Таким образом, главная мотивация нашей работы – это получить динамическую теорию рассеяния произвольного фотонного пакета на кубитной цепочке в одномерном волноводе и при этом обойти приближение с продлением частот в отрицательную область.

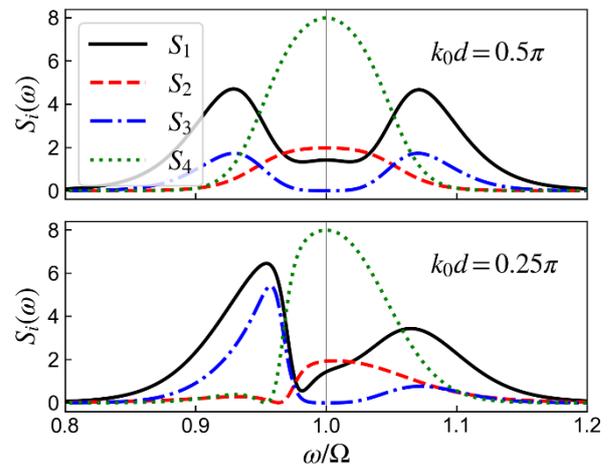
## Результаты

В ходе наших расчетов мы получили общий алгоритм решения для цепочки из  $N$  кубитов, и аналитически нашли точные спектры для случаев  $N = 1$  и  $N = 2$ . Подробный расчет представлен в [1].

Волновая функция с учетом однофотонного предела может быть записана как

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^N \beta_n(t) e^{-i\Omega t} |n, 0\rangle + \int_0^{\infty} d\omega \gamma(\omega, t) e^{-i\omega t} a^\dagger(\omega) |G, 0\rangle + \int_0^{\infty} d\omega \delta(\omega, t) e^{-i\omega t} b^\dagger(\omega) |G, 0\rangle, \quad (1)$$

где  $\beta_n(t)$  – это амплитуда вероятности для возбужденного  $n$ -го кубита в цепочке,  $\gamma(\omega, t)$  и  $\delta(\omega, t)$  – это фотонные амплитуды, в которых волна распространяется направо и налево, а  $\Omega$  – резонансная частота кубитов (кубиты считаем одинаковыми).

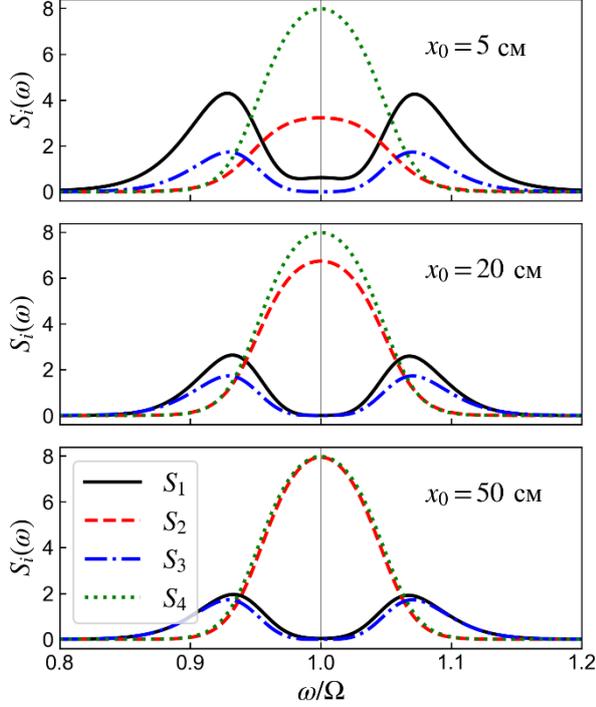


**Рис. 1.** Сравнение спектров прохождения и отражения фотона на двух кубитах для полной ( $S_3$  и  $S_4$ ) и только положительной ( $S_1$  и  $S_2$ ) области частот. Видно, что провал на резонансной частоте у прошедшей волны  $S_1$  не доходит до нуля. Параметр  $k_0 d = \Omega d/v_g$ , где  $\Omega$  – это резонансная частота кубитов,  $v_g$  – скорость фотонов,  $d$  – межкубитное расстояние. Скорость распада  $\Gamma/\Omega = 0,05$ ,  $\Delta = \Gamma$ ,  $x_0 = 0$

Найденные в ходе решения фотонные амплитуды из (1) и составляют, по сути, интересующие нас спектры прошедшего и отраженного сигналов:

$$\begin{aligned} S_1(\omega) &= \Omega |\gamma(\omega, t \rightarrow \infty)|^2, \\ S_2(\omega) &= \Omega |\delta(\omega, t \rightarrow \infty)|^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Соответствующие спектры рассеяния, известные из нестационарной теории, с которой мы сравниваем наше решение, обозначены как  $S_3(\omega)$  и  $S_4(\omega)$  соответственно.



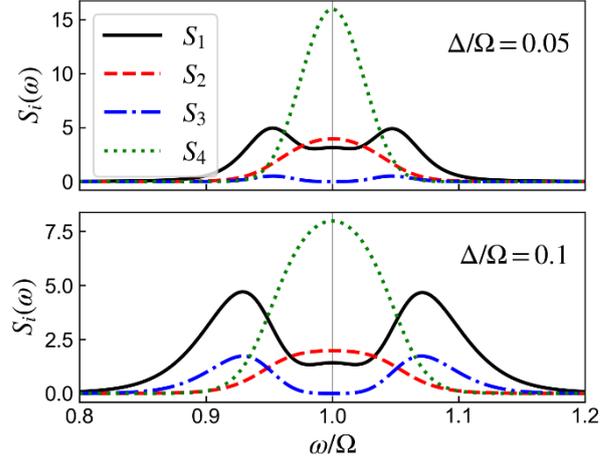
**Рис. 2.** При удалении падающего импульса на достаточное расстояние  $x_0$  прошедший и отраженный спектры только для положительных частот начинают совпадать с результатами нестационарной теории. Здесь резонансная частота кубита  $\Omega = 3$  ГГц, что соответствует длине волны  $\lambda = 10$  см.  $\Gamma/\Omega = 0,05$ ,  $\Delta = \Gamma$ ,  $k_0 d = \pi/2$

В качестве начального состояния мы брали падающий справа гауссов пакет:

$$\gamma_0(\omega) = \left( \frac{2}{\pi \Delta^2} \right)^{1/4} \exp \left[ i(\omega - \omega_S) t_0 - \frac{(\omega - \omega_S)^2}{\Delta^2} \right], \quad (3)$$

где  $\Delta$  – это ширина импульса,  $\omega_S$  – его центральная частота, а  $t_0 = x_0/v_g$  – это время, которое требуется чтобы центр гауссова пакета прошел из точки  $x_0$  до первого кубита.

Сравнение результатов расчета, полученных с учетом только положительной области частот, с известными результатами нестационарной теории представлены на рис. 1–3.



**Рис. 3.** Сравнение спектров для разных значений ширины падающего гауссова импульса. Заметны серьезные отличия между формами линий.  $\Gamma/\Omega = 0,05$ ,  $x_0 = 0$ ,  $k_0 d = \pi/2$

## Выводы

Рассмотрев задачу фотонного рассеяния на кубитной цепочке, мы пришли к выводу что требование существования фотонно-кубитной связи только для положительных частот существенно изменяет динамику системы. Во-первых, это приводит к тому, что коэффициент прохождения в точке резонанса не равен нулю, т. е. полного отражения сигнала не происходит. Такой эффект почти всегда связывают с внешними потерями, однако в данном случае это происходит из-за учета только положительной области частот при расчетах. Во-вторых, спектральные линии прошедшего и отраженного спектров существенно зависят от формы падающего импульса. В-третьих, при пространственном удалении начального импульса на большое расстояние спектры начинают совпадать с известными результатами из нестационарной теории.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках проекта FSUN-2023-0006. Чуйкин О. А. выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за частичную финансовую поддержку.

## Литература

1. Ya. S. Greenberg, O. A. Chuikin, A. A. Shtygashev and A. G. Moiseev, arXiv: 2307.14752 (2023).
2. Z. Liao, X. Zeng, H. Nha, and M. S. Zubairy // Phys. Scr. 91, 063004 (2016).

# Возвратная сверхпроводимость для NS- и SNS-структур на основе топологического полуметалла $\alpha$ -GeTe с рекордным спин-орбитальным взаимодействием

В. Д. Есин, Д. Ю. Казьмин, Ю. С. Бараш, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятков\*

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

\*dev@issp.ac.ru

В данной работе экспериментально исследован перенос заряда в NS- и SNS-структурах с эффектом близости на основе топологического полуметалла  $\alpha$ -GeTe. В обоих случаях мы обнаружили немонотонные эффекты внешнего магнитного поля, включая возвратную сверхпроводимость в In-GeTe-In джозефсоновском переходе. При обсуждении механизма такого поведения учитывается наличие спин-поляризованных состояний в топологическом полуметалле  $\alpha$ -GeTe в результате экстремально сильного спин-орбитального взаимодействия.

## Введение

Современный интерес к топологическим эффектам в физике твердого тела в значительной степени сместился с топологических изоляторов к топологическим полуметаллам [1]. В вейлевских полуметаллах проекции вейлевских узлов объемного спектра на поверхностную зону Брюллиэна связаны ферми-аркой, которая и представляет собой топологически защищенное поверхностное состояние. Следует отметить, что в силу связи между импульсом и спином (spin-momentum locking) в ферми-арке, вейлевские полуметаллы представляют собой интересный объект для исследования спин-зависимых явлений.

Ферроэлектрическая фаза полупроводникового монокристалла  $\alpha$ -GeTe считается топологическим полуметаллом нового типа с рекордным по величине спин-орбитальным взаимодействием. В полуметалле  $\alpha$ -GeTe присутствуют как пары вейлевских узлов, так и узловые линии, защищенные зеркальной симметрией. Более того, в  $\alpha$ -GeTe реализуются тройные точки пересечения в объемном спектре, что приводит, например, к возникновению сложных спиновых текстур вокруг такой тройной точки.

## Результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали перенос заряда в NS- и SNS-структурах с эффектом близости на основе топологического полуметалла  $\alpha$ -GeTe. В обоих случаях обнаружили немонотонные эффекты внешнего магнитного поля, включая возвратную сверхпроводимость в In-GeTe-In джозефсоновском переходе: при увеличении магнитного поля сверхпроводящий ток исчезает и заново появляется в более сильных магнитных полях. В случае одиночного

In-GeTe андреевского контакта, сверхпроводящая щель несколько подавлена уже в нулевом магнитном поле, но она увеличивается вплоть до характерного для индия значения в некотором интервале магнитных полей, перед тем как быть целиком подавленной внешним магнитным полем.

При обсуждении механизма такого поведения мы учитываем наличие спин-поляризованных состояний в топологическом полуметалле  $\alpha$ -GeTe в силу экстремально сильного спин-орбитального взаимодействия. В частности, спиновая поляризация частично подавляет наведенную сверхпроводимость даже в нулевом внешнем магнитном поле. В конечных магнитных полях сверхпроводимость может восстановиться в силу модификации спиновой конфигурации поверхностных состояний внешним полем, до достижения поля полного подавления сверхпроводимости. Как альтернативный сценарий, можно было бы рассмотреть переход в FFLO-состояние, что обычно характеризуется возвратной сверхпроводимостью, но для FFLO-состояния роль сильного спин-орбитального взаимодействия теоретически не была рассмотрена, что является критически важным для топологического полуметалла  $\alpha$ -GeTe.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-22-00060, <https://rscf.ru/project/24-22-00060/>

## Литература

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath // Rev. Mod. Phys. 90, 15001 (2018).

# Терагерцовые потери в джозефсоновских переходах из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ бикристаллических тонких пленок с взаимнонаклоненными $c$ -осями

Ю. Я. Дивин

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009  
yud@cplire.ru

Бикристаллические переходы, изготовленные из  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленок с взаимнонаклоненными осями  $c$ , имеют более высокие характерные напряжения  $I_c R_n$  по сравнению с традиционными переходами на основе  $c$ -ориентированных пленок и должны демонстрировать джозефсоновские колебания во всем терагерцовом (ТГц) диапазоне. Методом джозефсоновской адмиттансной спектроскопии в таких переходах обнаружены линии поглощения при воспроизводимом наборе ТГц-частот, которые близки к частотам коллективных мод в объемных  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  образцах с разным содержанием кислорода  $x$ . Отжиг переходов в кислороде уменьшал потери на частотах 2,7 и 3,6 ТГц, а потери на частотах 2,3 и 4,6 ТГц увеличивались. Обнаружена тонкая структура спектра поглощения при 4,6 ТГц, что обусловлено расщеплением коллективных мод при пониженном содержании кислорода. Работа прокладывает путь к ТГц-джозефсоновской спектроскопии коллективных мод в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с различным упорядочением кислорода в  $\text{Cu-O}$  цепочках.

## Введение

Бикристаллические джозефсоновские переходы (ДП) из  $c$ -ориентированных  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленок успешно используются для анализа спектров источников суб-ТГц и ТГц-излучения [1, 2]. Альтернативные бикристаллические переходы из  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленок с взаимнонаклоненными  $c$ -осями (рис. 1) обладают более совершенной структурой и большими характерными напряжениями  $I_c R_n(5\text{K}) = (7 \pm 1) \text{ мВ}$  [3]. Переход данного типа можно рассматривать как шаг к «идеальному» ДП с величинами  $I_c R_n \rightarrow \Delta/2e$ , а также как перспективное устройство с джозефсоновскими частотами во всем ТГц-диапазоне. Однако при таких частотах можно ожидать появления дополнительных потерь и ослабления джозефсоновских колебаний.

В данной работе для исследования ТГц-потерь в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ДП использовалась адмиттансная джозефсоновская спектроскопия [4]. Если внешний адмиттанс  $Y_e(f)$  подключают к ДП, динамика джозефсоновских колебаний изменяется, и изменяется вольт-амперная характеристика (ВАХ). В рамках резистивной модели для малых  $|Y_e(f_c)| \ll R_n^{-1}$  получено, что

$$\Delta I(V) = -V \left[ 1 - V / (V^2 + I_c^2 R_n^2)^{1/2} \right] \text{Re} Y_e(2eV/h), \quad (1)$$

где  $\Delta I(V)$  – разность между ВАХ, возмущенной внешним адмиттансом  $Y_e(f)$ , и автономной ВАХ,  $Y_e(0) = 0$ ,  $f_c = 2eI_c R_n/h$  [4]. Используя (1), можно получить спектр внешних потерь  $\text{Re} Y_e(f)$  из изменения ВАХ ДП. Изменения тока  $\Delta I(V)$  малы при малых  $Y_e(f)$ , поэтому измеряются зависимости производной  $dI/dV$  от напряжения  $V$ . Восстановление  $\Delta I(V)$  производится интегрированием разницы между производными с подключенным адмиттансом ( $dI/dV$ ) и без него ( $dI_0/dV$ ).

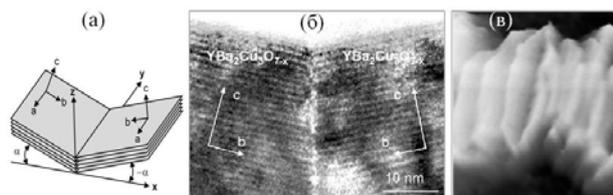


Рис. 1. Схема бикристаллической пленки с взаимнонаклоненными осями  $c$  (а). ПЭМ-изображение поперечного сечения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленки с  $c$ -осями, наклоненными на  $\pm 12^\circ$  к границе (б). 3D АСМ-изображение мостика через границу  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленки ( $2000 \times 2200 \times 100 \text{ нм}$ ) (в)

Бикристаллические  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  тонкие пленки изготавливались методом катодного распыления  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  мишени при постоянном токе и при давлении кислорода в 3 мбар на бикристаллические подложки из  $\text{SrTiO}_3$  или  $\text{NdGaO}_3$ , находившиеся на нагревателе при температуре  $T_h = 970^\circ \text{C}$ . Отжиг пленок производился при  $T_h = 550^\circ \text{C}$  в атмосфере  $\text{O}_2$  при 1 бар. Бикристаллические переходы формировались в виде мостиков из изготовленных пленок (рис. 1, в) с помощью УФ-литографии и травления в 0,1%  $\text{Vr/C}_2\text{H}_5\text{OH}$ . ВАХ и зависимости производной  $dI/dV$  от напряжения  $V$  измерялись у ДП как после приготовления, так и после дополнительного отжига в атомарном кислороде, полученном УФ-фотолизом  $\text{O}_3$ , при  $140^\circ \text{C}$  [4].

## Результаты

ВАХ и зависимости  $dI/dV$  от напряжения  $V$  для ДП из  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  пленок с взаимнонаклоненными  $c$ -осями демонстрировали отклонения от резистивной модели, локализованные при повторяющихся напряжениях на переходе. Зависимости  $dI/dV$  от напряжения  $V$  для трех таких ДП, изготовленных на одной подложке, приведены на рис. 2 и обозначены номерами, в которых цифра – это ширина перехода в мкм, а буква обозначает, что переход измерялся перед дополнительным отжигом (b) или после него (a). Повторяющиеся особенности (отмечены штриховыми

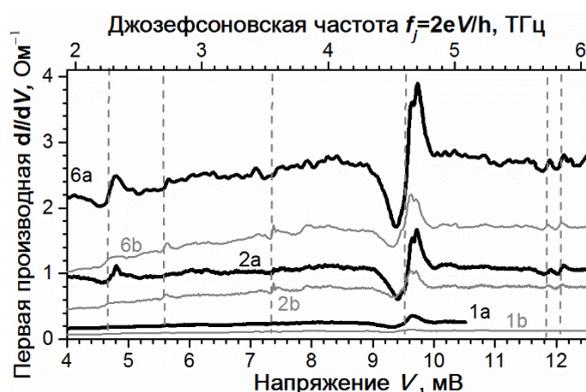
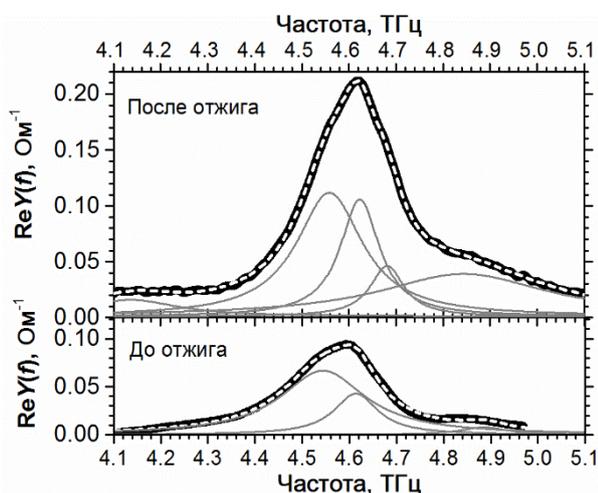


Рис. 2. Первые производные ВАХ  $dI/dV$  как функции напряжения  $V$  (нижняя шкала) и джозефсоновской частоты  $f_j = 2eV/h$  (верхняя шкала) для трех ДП разной ширины на одной бикристаллической подложке.  $T = 4,2 \text{ К}$

линиями) для всех переходов наблюдаются при напряжениях около 4,7 и 9,5 мВ, а также при напряжениях около 11,8 и 12,1 мВ. Их интенсивность возрастает после отжига. Особенности же при 5,6 и 7,4 мВ после отжига ослабевают. Особенности на зависимостях  $dI/dV$  от  $V$  имеют вид, соответствующий провалам на ВАХ, что согласно (1) означает наличие линий поглощения в окружении перехода. Т. е. отжиг переходов в кислороде снижает потери на частотах 2,7 и 3,6 ТГц, а потери на частотах 2,3; 4,6; 5,7 и 5,85 ТГц возрастают.

Наиболее интенсивная особенность при напряжениях около 9,5 мВ (4,6 ТГц) имеет внутреннюю структуру, заметную даже в неотожженных образцах (кривые *6b*, *2b*) и изменяющуюся после отжига. В объемных кристаллах  $YBa_2Cu_3O_{6,95}$  основное поглощение в интересующем нас диапазоне наблюдается на частоте 4,65 ТГц оптической фононной моды ( $E \parallel c$ ), причем форма линии описывается функцией Лоренца [5].

Спектры потерь  $ReY_e(f)$  вблизи 4,6 ТГц (рис. 3) были восстановлены из экспериментальных зависимостей  $dI/dV$  от  $V$  (*6a* и *6b* на рис. 2) согласно процедуре, описанной во введении. Максимальное значение адмиттанса  $ReY_e(f)$  после отжига (рис. 3) в два раза выше, чем то же значение до отжига (рис. 3), а каждый из спектров  $ReY_e(f)$  сложнее, чем одиночный лоренциан. Спектр  $ReY_e(f)$  после отжига (толстая линия на рис. 3) хорошо подгоняется суммой пяти функций Лоренца (тонкие линии) со следующими центральными частотами  $f_{ka}$  и ширинами  $\delta f_{ka}$  (в ТГц):  $f_{1a} = 4,14$ ,  $\delta f_{1a} = 0,245$ ;  $f_{2a} = 4,56$ ,  $\delta f_{2a} = 0,171$ ;  $f_{3a} = 4,62$ ,  $\delta f_{3a} = 0,102$ ;  $f_{4a} = 4,68$ ,  $\delta f_{4a} = 0,087$ ;  $f_{5a} = 4,84$ ,  $\delta f_{5a} = 0,43$ .



**Рис. 3.** Действительные части динамических проводимостей  $ReY_e(f)$  для  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ДП (толстые линии), восстановленные по измеренным данным согласно (1): внизу – до низкотемпературного отжига в кислороде,верху – после. Штриховые линии – подгонка несколькими функциями Лоренца. Тонкие линии – подгоночные функции

Суммы трех кривых Лоренца оказалось достаточно, чтобы аппроксимировать спектр  $ReY_e(f)$  (толстая кривая на нижнем рис. 3) для того же ДП до отжига. Подгоночные параметры (в ТГц) следующие:  $f_{2b} = 4,54$ ,  $\delta f_{2b} = 0,219$ ;  $f_{3b} = 4,61$ ,  $\delta f_{3b} = 0,113$ ;  $f_{5b} = 4,89$ ,

$\delta f_{5b} = 0,12$ . Сравнение результатов нелинейной подгонки одного и того же ДП до и после отжига показывает, что три спектральных компонента при  $f_2 = (4,55 \pm 0,01)$  ТГц;  $f_3 = (4,61 \pm 0,01)$  ТГц и  $f_5 = (4,86 \pm 0,03)$  ТГц практически не изменили положения своих максимумов, но увеличили их пиковые значения примерно в два, три и четыре раза соответственно.

Кроме того, после отжига появились две дополнительные лоренцевские составляющие при  $f_1 = 4,14$  ТГц и  $f_4 = 4,68$  ТГц. Линия при 4,68 ТГц имеет самую узкую ширину 0,087 ТГц, что является свидетельством того, что эта мода относится к  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , сильно обогащенному кислородом [5]. Общей тенденцией изменений в лоренцевских составляющих в спектрах, от спектров перед отжигом в кислороде до спектров после отжига (см. рис. 3), является усиление линий  $f_2$ ,  $f_3$  и  $f_5$ , а также появление новых линий  $f_1$  и  $f_4$  в диапазоне от 4,1 ТГц до 5,1 ТГц.

Это согласуется с тенденцией, установленной в [5], где уменьшение содержания кислорода приводило к расщеплению линии на частоте 4,65 ТГц с последующим увеличением числа расщепленных линий и разницы в частотах расщепленных линий при дальнейшем обескислороживании. Таким образом,  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в области бикристаллической границы может состоять из кристаллов со структурой от  $YBa_2Cu_3O_6$  (Тетра-фаза) до близкой к  $YBa_2Cu_3O_7$  (Орто-I), включая промежуточные фазы Орто-II и III. Используемый отжиг хоть и увеличивал среднее содержание кислорода, однако все же не приводил к максимальному насыщению. Учет фазовых диаграмм промежуточных Орто-фаз  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  позволит создать оптимальный отжиг  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ДП для ТГц-применений.

## Выводы

Обнаружено поглощение в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при воспроизводимом наборе ТГц-частот, близких к частотам коллективных мод в объемных образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с различным содержанием кислорода. Эта работа прокладывает путь к исследованию длинноволновых коллективных мод в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) *in situ* с использованием джозефсоновских колебаний [6].

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ РАН № 0030-2019-0003.

## Литература

1. O. Y. Volkov, I. N. Duzhikov, R. A. Khabibullin, A. N. Baranov, Y. Y. Divin // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. 263504.
2. A. V. Snezhko, et al. // Supercond. Sci. Technol. 2017. V. 30. 044001.
3. I. Gundareva and Y. Divin // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2016. V. 26. 1100204.
4. М. В. Лятти. Детекторные характеристики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  бикристаллических джозефсоновских переходов с взаимнонаклоненными осями [001] в терагерцовой области частот: дис. ... к.ф.-м.н. / ИРЭ РАН. М., 2007. 160 с.
5. C. C. Homes, T. Timusk, D. A. Bonn, R. Liang, W. N. Hardy // Can. J. Phys. 1995. V. 73. P. 663–675.
6. Y. Divin // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 576.

# Изготовление и свойства сверхпроводящих пленок вольфрама и иридия для низкотемпературных болометров

М. Н. Дроздов<sup>1</sup>, В. М. Данильцев<sup>1</sup>, А. С. Мельников<sup>1</sup>, Е. А. Архипова<sup>1</sup>, О. И. Хрыкин<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>, А. Л. Панкратов<sup>1,2</sup>, А. В. Гордеева<sup>2</sup>, В. Ю. Сафонова<sup>2</sup>, Д. А. Пиманов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород

Исследованы технология роста и основные свойства тонких слоев вольфрама и иридия, перспективных для создания сверхпроводящих низкотемпературных болометров диапазона температур от 15 до 100 мК. Получены сверхпроводящие слои  $\alpha$ -фазы вольфрама с  $T_c \sim 15$  мК и сверхпроводящие слои иридия с  $T_c \sim 170$  мК, которые могут послужить основой для формирования бислоев с температурой сверхпроводящего перехода в диапазоне 15–100 мК.

## Введение

Представлены результаты исследования технологии роста и основных характеристик тонких слоев вольфрама и иридия. Цель этих исследований – получение сверхпроводящих слоев с температурой сверхпроводящего перехода ( $T_c$ ) от 10 до 100 мК и резким переходом  $\Delta T_c < 1$  мК, направленное на создание на их основе одиночных и многопиксельных микрокалориметров. Сверхпроводящие материалы, перекрывающие этот диапазон критических температур, отсутствуют, поэтому представляются возможными два подхода к достижению поставленной цели. Первый подход основан на использовании металлов, имеющих несколько аллотропных модификаций с разными критическими температурами. В качестве такого металла в данной работе будет использоваться вольфрам. Вольфрам имеет две модификации кристаллической решетки:  $\alpha$ -W с  $T_c = 12$ –15 мК и  $\beta$ -W с  $T_c = 1$ –4 К. Выбор условий роста позволяет формировать пленки вольфрама с разными модификациями. Второй подход основан на использовании двух- или трехслойных систем из чередующихся слоев сверхпроводящего и нормального металлов, в которых общая критическая температура будет понижена относительно  $T_c$  объемного сверхпроводящего материала в результате эффекта близости. В качестве сверхпроводящего металла будет использоваться иридий с  $T_c = 120$  мК. Выбор материалов вольфрама и иридия учитывает не только критические температуры, но и их химическую стабильность и отсутствие межслоевой реакционной диффузии.

## Эксперимент

Для роста пленок вольфрама использовался метод CVD. Использовались две установки МОГФЭ роста – установка Eriqur VP-502 RP с горизонтальным реактором и МОГФЭ установка роста «home made» с вертикальным реактором. Слои иридия выращивались методом электронно-лучевого напыления на установке Amod-206. Слои W и Ir исследовались методами рентгеновской дифракции (РД), малоугловой рефлектометрии (МУР) и вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Исследования РД и МУР позволяют определять толщину и плотность слоев, а также фазовый состав слоев, в частности для слоев вольфрама наличие  $\alpha$ -W и  $\beta$ -W фаз вольфрама, в за-

висимости от температуры роста. Удельное сопротивление слоев определялось четырехзондовым методом, критическая температура сверхпроводящего перехода измерялась в кристате растворения замкнутого цикла.

## Результаты эксперимента

На рис. 1 приведены рентгенодифракционные кривые качания для трех образцов вольфрама, выращенных при разных температурах.

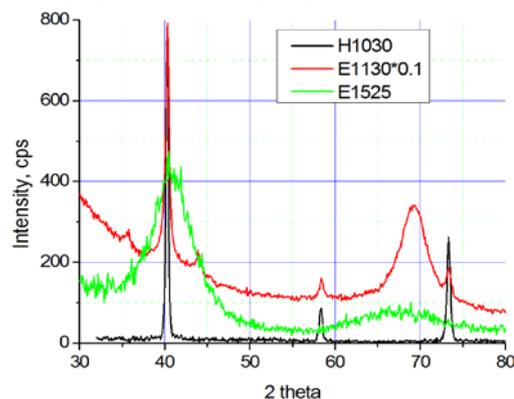


Рис. 1. Рентгенодифракционные кривые качания для трех образцов вольфрама

Рисунок показывает, что в структуре H1030 регистрируется  $\alpha$ -фаза, в структуре E1130 –  $\alpha$ + $\beta$ -фазы, а в структуре E1525 –  $\beta$ -фаза вольфрама. Толщина слоев вольфрама в этих структурах составляла 200 нм. Структуры отличались температурой роста слоев вольфрама – в H1030 она составляла 620 °С, в E1130 – 420 °С, в E1525 – 380 °С. Использование температуры роста выше 650 °С существенно ухудшало морфологию поверхности.

Измерения методом ВИМС показали, что в структуре H1030 основными примесями являются фтор и кислород, с концентрацией ниже  $10^{19}$  ат.·см<sup>-3</sup>. В структуре E1130, выращенной при более низких температурах, концентрация примесей фтора и кислорода сильно возросла, структура E1525 представляла соединение W+F+O.

В структуре H1030 с  $\alpha$ -фазой вольфрама наблюдался сверхпроводящий переход при  $T_c = 14,9$  мК. В структуре E1130 –  $\alpha$ + $\beta$ -W сверхпроводящий пере-

ход наблюдался при  $T_c \sim 100$  мК. Для образца E1525  $\beta$ -W-переход в сверхпроводящее происходил между 5 и 3,2 К. При комнатной температуре удельное сопротивление слоя  $\alpha$ -W в структуре H1030 составляло  $5,6 \cdot 10^{-6}$  Ом·см, что близко к табличным данным для объемных слоев вольфрама. Для структур E1130 и E1525 с другими фазами вольфрама удельное сопротивление сильно возрастало и превышало  $30 \cdot 10^{-6}$  Ом·см.

Осаждение слоев иридия проводилось при комнатной температуре; основным ростовым параметром, определяющим сверхпроводящие свойства, оказалась толщина слоев иридия. На рис. 2 приведены угловые зависимости малоугловой рефлектометрии для трех структур с разной толщиной слоев иридия.

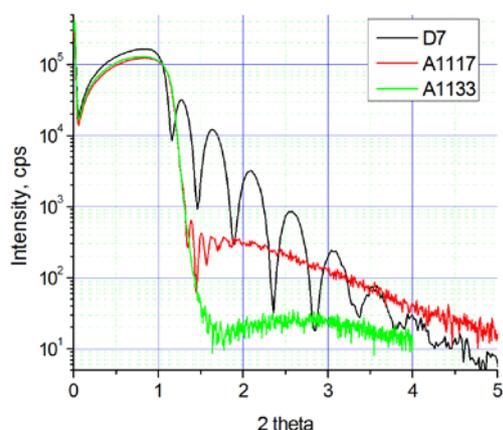


Рис. 2. Угловые зависимости малоугловой рефлектометрии для трех структур с разной толщиной слоев иридия

Рисунок 2 позволяет определить толщину и удельную плотность слоев иридия, эти значения приведены ниже в таблице 1.

Измерения методом ВИМС показали, что основной примесью в структуре A1117 является кислород. В объеме слоя его концентрация не превышает  $10^{19}$  ат·см<sup>-3</sup> и сильно возрастает вблизи переходного слоя с подложкой кремния. Кроме того, измерения ВИМС показали, что заметной диффузии кремния в слой иридия не происходит. При отжиге структуры A1117 концентрация примесей снижается, а диффузии кремния также не происходит. Это свидетельствует об отсутствии силицида иридия при отжиге, что иногда сообщается в литературе. Поэтому послеростовой отжиг образцов является дополнительной возможностью управления свойствами слоев иридия.

В таблице 1 приведены значения толщины, плотности и удельного сопротивления слоев иридия.

Таблица 1. Значения толщины, плотности и удельного сопротивления слоев иридия

Образец	Толщина, нм	Удельная плотность, г·см <sup>-3</sup>	$\rho$ , Ом·см
D7	15	16,6	$1,3 \cdot 10^{-4}$
A1117	42,5	22,5	$7,5 \cdot 10^{-6}$
A1133	94	22,5	$6,2 \cdot 10^{-6}$
A1172	135	19,8	$5 \cdot 10^{-5}$

Измерение сверхпроводящих свойств показало, что сверхпроводимость регистрируется только для наиболее толстого слоя иридия в структуре A1172. Температура  $T_c \sim 170$  мК, ширина перехода составляет несколько милликельвинов.

Таблица 1 показывает, что с повышением толщины слоев иридия 14 – 45 – 94 нм удельное сопротивление снижается, что вполне естественно для тонких пленок. Плотность слоев иридия достигает табличного значения для объемного материала уже для толщины 45 нм. Однако при дальнейшем увеличении толщины пленки до 135 нм удельное сопротивление возрастает, а плотность немного снижается. В то же время, из всех приведенных образцов только образец A1172 демонстрирует сверхпроводящий переход. Эти данные находятся в противоречии с работами [1, 2]. Согласно этим работам, чем ближе удельное сопротивление слоя к табличному значению для массивных образцов из этого материала, тем более вероятно возникновение сверхпроводимости в этом образце. Полученные противоречия могут быть связаны с напряжениями кристаллической решетки более тонких слоев иридия, изменяющими фононный спектр структуры.

## Выводы

Таким образом, в данной работе методом CVD выращены тонкие слои сверхпроводящие  $\alpha$ -фазы вольфрама с низкой  $T_c \sim 15$  мК. Слои вольфрама с гибридным фазовым составом  $\alpha+\beta$ -W могли бы представлять интерес для работы при температурах от 15 до 100 мК, однако их свойства оказались плохо воспроизводимы. Поэтому в настоящее время трудно судить о перспективах использования таких структур для микрокалориметров. В работе также изготовлены сверхпроводящие слои иридия, которые могут послужить основой для формирования бислоев с температурой сверхпроводящего перехода в диапазоне 15–100 мК. Сверхпроводящими оказались только наиболее толстые слои иридия толщиной 135 нм, хотя удельная плотность и удельное сопротивление для значительно более тонкого слоя 45 нм соответствуют объемному материалу. Мы связываем эти особенности более тонких слоев иридия с влиянием напряжений кристаллической структуры слоев на подложках кремния или сапфира. По-видимому, для роста более тонких сверхпроводящих слоев иридия необходим поиск подслоев в области слой-подложка для снижения напряжений кристаллической структуры.

## Финансирование

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 «Физика изотопов водорода».

## Литература

1. J. Loebell. Setup of a UHV System for the Production of Tungsten TES : Dissertation. Tubingen, 2016.
2. D. F. Bogorin, M. Galeazzi. Characterization of Iridium Thin Films for TES Microcalorimeters // J. Low Temp. Phys. 2008. V. 151. P. 167–172.

# Ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые квазикристаллы

В. Д. Жакетов<sup>1,2,3,\*</sup>, С. Е. Богуславский<sup>3</sup>, Д. И. Девятериков<sup>4</sup>, Заки А. Заки<sup>5</sup>,  
Маха М. Абделахди<sup>6</sup>, Д. А. Норов<sup>3</sup>, Е. А. Кравцов<sup>4,7</sup>, В. Л. Аксенов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская обл., 141980

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>4</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Москва, 620108

<sup>5</sup>TH-PPM Group, Physics Department, Faculty of Science, Beni-Suef University, Beni-Suef, Egypt, 62521

<sup>6</sup>Cairo University, 1 Gamaa Street, Giza, Egypt, 12613

<sup>7</sup>Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

\*zhaketov.vd@mipt.ru

Предложено исследовать слоистые квазикристаллы из чередующихся сверхпроводящих и ферромагнитных слоев, оптимальные для исследования с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов. Данные системы позволят изучать нетривиальные сильнокоррелированные явления, такие как фрактальная сверхпроводимость и дальний магнитный порядок в квазипериодической системе, а также их сосуществование.

## Введение

Квазикристалл – твердое тело, структура которого характеризуется наличием дальнего порядка, но не является периодической, т. е. описывается симметрией, запрещенной в классической кристаллографии [1]. При этом для квазикристаллов наряду с обычными кристаллами характерна дискретная дифракционная картина. Геометрической абстракцией описывающей квазикристаллы является мозаика Пенроуза. На данный момент широко известно множество материалов, обладающих квазикристаллическостью, как искусственно синтезированных, так и натуральных. Отметим, что возможно создание искусственных слоистых систем, обладающих квазикристаллическостью в направлении перпендикулярном плоскости структуры (рис. 1).

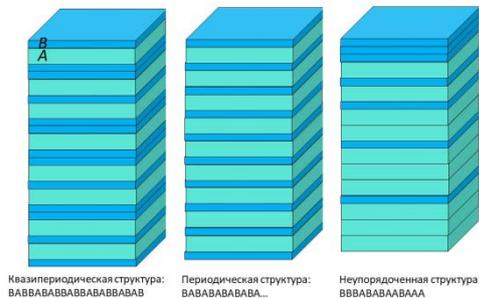


Рис. 1. Квазипериодическая структура, полученная для члена ряда Фибоначчи  $S_7$ ; периодическая структура; неупорядоченная структура, полученная с помощью генератора случайных чисел

Для рефлектометрической картины будут наблюдаться дифракционные пики, несмотря на аперриодичность системы, что связано с наличием скрытого дальнего порядка, который можно продемонстрировать с помощью преобразования Фурье:

$$F(\mathbf{k}) = \lim_{N \rightarrow \infty} N^{-1} \sum_{\mathbf{z}_n} \exp(i\mathbf{kz}_n), \quad (1)$$

где  $N$  – количество слоев,  $\mathbf{z}_n$  – пространственное положение слоев,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор. Можно сформулировать следующие итерационные правила для построения аперриодической слоистой структуры:  $A \rightarrow B$ ,  $B \rightarrow BA$ , где  $A$  – это слой первого типа,  $B$  – слой второго типа [2]. Если стартовым элементом будет  $B$ , тогда итерационно можно получить сле-

дующие члены ряда Фибоначчи:  $S_1 = B$ ,  $S_2 = BA$ ,  $S_3 = BAB$ ,  $S_4 = BABB$ ,  $S_5 = BABBAB$ ,  $S_6 = BABBABABB$  и т. д. Исследование подобных систем представляет интерес, во-первых, с точки зрения нейтронной и рентгеновской оптики. Так, в работе [2] продемонстрирована возможность усиления сигнала фотолюминесценции для квазипериодической слоистой системы. Данный подход актуален для развития, например, методики регистрации вторичного излучения в рефлектометрии поляризованных нейтронов [3].

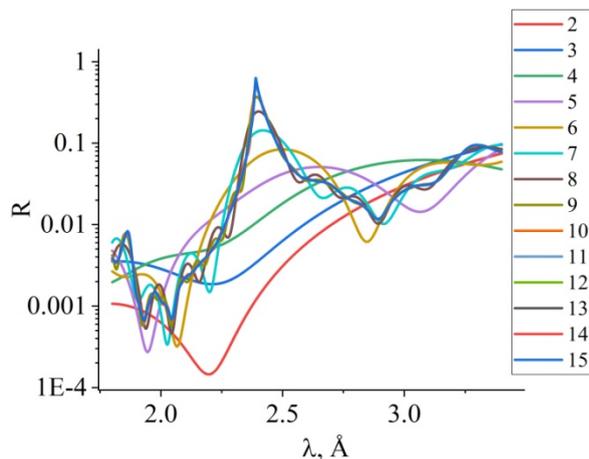
## Применение слоистых квазикристаллов

С другой стороны, являются интригующими сверхпроводящие и магнитные свойства квазикристаллов. В работе [4] описывается наблюдение сверхпроводящего перехода в объемном квазикристалле Al-Zn-Mg при температуре  $T_c < 0,05$  К. Таким образом авторы показали возможность существования сверхпроводящих корреляций в квазиупорядоченных системах, а данный вид сверхпроводимости назвали «фрактальным». Говоря о магнитном поведении в ряде квазикристаллов, наблюдалось состояние спинового стекла, но в работе [5] показано, что в квазикристаллах Au-Ga-Gd и Au-Ga-Tb возможен «экзотический» дальний магнитный порядок. При этом характерные температуры Кюри для данных материалов относительно низкие,  $T_{Curie} < 25$  К. Описанные материалы имеют сложную химическую и электронную структуры, а для исследования сверхпроводящих и магнитных эффектов предпочтительнее более простые системы. Так в работах [6, 7] было показано, что когерентный магнитный сверхпроводник можно реализовать чередованием слоев сверхпроводящего Nb и магнитных редкоземельных металлов Gd, Dy или Ho. Данные модельные системы проще для изготовления и исследования, чем, например, сложно упорядоченные урановые ферромагнитные сверхпроводники [8]. Поэтому в данной работе предлагается создать слоистые квазикристаллы из чередующихся сверхпроводящих и ферромагнитных слоев типа Nb/Gd. Данные модельные системы просты для изготовления и исследований, но позволят изучать нетривиальные явления, такие как фрактальная сверхпроводимость и дальний магнитный порядок в квазипериодической

системе, а также их сосуществование. Отметим, что прежде в слоистых квазипериодических структурах исследовался только электронный перенос для различных полупроводников [9]; авторами работы сделан вывод, что различного типа квазипериодичность сверхрешетки Фибоначчи влияет на электронный спектр.

### Нейтронные расчеты

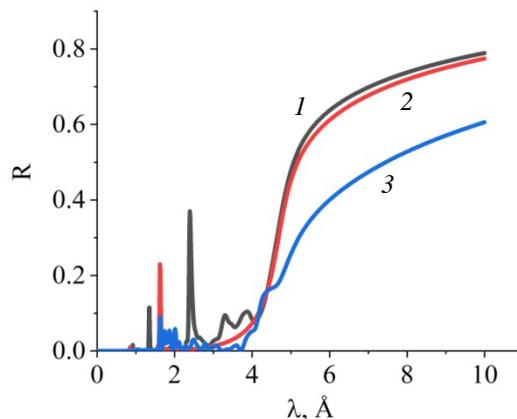
На рис. 2 показаны расчеты коэффициента отражения нейтронов для слоистой квазипериодической структуры типа Gd(2 нм)/Nb(25 нм), аналогичная периодическая система исследовалась в работе [7]. Показаны расчетные зависимости для различных порядков Фибоначчи. Толщина ферромагнитного слоя равна половине корреляционной длины сверхпроводимости в гадолинии:  $d(\text{Gd}) = 0,5 \cdot \xi_F(\text{Gd}) = 0,5 \times 4 \text{ нм} = 2 \text{ нм}$ . Угол скольжения нейтронного пучка на образце 5 мрад. Магнитная индукция в данном расчете принималась равной нулю. В расчетах полагалось, что структура напылена на подложку сапфира. Видно, что коэффициент отражения нейтронов перестает изменяться, начиная с порядка Фибоначчи  $F_{10}$ .



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента отражения нейтронов от длины волны нейтрона для слоистой квазипериодической структуры типа Gd (2 нм)/Nb (25 нм), для различных порядков Фибоначчи  $F_N$

На рис. 3 показаны коэффициенты отражения нейтронов для квазипериодической, периодической и неупорядоченной слоистых структур. Расчет приведен для слоистой структуры типа Gd (2 нм)/Nb (25 нм). Приведен расчет для квазипериодической структуры порядка Фибоначчи  $F_9$ , для данной структуры характерно 34 слоя Gd, что является оптимальным значением при напылении структуры. При расчетах учитывалось, чтобы суммарная толщина гадолиния и ниобия была одинаковой для всех трех типов структур. Показано, что для неупорядоченной структуры не наблюдается эквидистантных пиков, при этом видны характерные брэгговские пики для периодической структуры. Для квазипериодической структуры

наблюдаются более явно выраженные «квази-брэгговские» пики.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициента отражения нейтронов от длины волны для квазипериодической (1), периодической (2) и неупорядоченной (3) слоистой структуры

### Выводы

В данной работе предлагается создать слоистые квазикристаллы из чередующихся сверхпроводящих и ферромагнитных слоев типа Nb/Gd, оптимальные для исследования с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов. Данные системы позволят изучать нетривиальные сильнокоррелированные явления, такие как фрактальная сверхпроводимость и дальний магнитный порядок в квазипериодической системе, а также их сосуществование. Проведены нейтронные расчеты, показано, что коэффициент отражения нейтронов перестает изменяться, начиная с порядка Фибоначчи  $F_{10}$ . Для квазипериодической структуры наблюдаются более явно выраженные «квази-брэгговские» пики.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-72-00116.

### Литература

1. Ю. Х. Векилов и др. // УФН. 2010. Т. 180, №6.
2. Z. Vally Vardeny, et al. // Nature Photonics. 2013. V. 7. P. 177–187.
3. В. Л. Аксёнов и др. // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54, вып. 4. С. 898–935.
4. K. Kamiya, et al. // Nature Communications. 2018. V. 9. P. 154.
5. Ryuji Tamura, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2021. V. 143. P. 19938–19944.
6. V. D. Zhaketov, et al. // Physics of the Solid State. 2023. V. 65, no. 7.
7. Yu. N. Khaydukov, et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 140503(R).
8. Dai Aoki, et al. // Journal of the Physical Society of Japan. 2019. V. 88. P. 022001.
9. M. Dinu, et al. // Physical Review B. 1997. V. 56, no. 4. P. 1987–1995.

# Разработка параметрического усилителя бегущей волны с использованием пленок гранулированного алюминия

М. В. Жданова\*, И. Е. Пологов, В. И. Чичков, Н. А. Малеева

Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Ленинский проспект, 4, Москва, 119049  
\*zhdanova.mar@gmail.com

Гранулированный алюминий является одним из наиболее перспективных материалов для создания параметрических усилителей благодаря высоким значениям кинетической индуктивности и ее нелинейной зависимости от постоянного тока. В данной работе показана возможность параметрического усиления микроволнового сигнала в пленках гранулированного алюминия: экспериментально продемонстрирована нелинейная зависимость кинетической индуктивности от тока смещения. Также в работе предложен дизайн параметрического усилителя бегущей волны на сосредоточенных элементах.

## Введение

На сегодняшний день передовые IT-компании и корпорации инвестируют в создание квантовых процессоров. Наиболее успешными реализациями сейчас являются процессоры на сверхпроводниковых кубитах [1]. В силу своих особенностей сверхпроводниковые кубиты нуждаются в усилителях считываемого сигнала. Лучшими, с точки зрения отношения сигнала к шуму, являются сверхпроводящие параметрические усилители, которые имеют добавочный шум на уровне квантового предела (168 мК на 7 ГГц).

Параметрические усилители имеют в своей основе нелинейную среду: массив джозефсоновских контактов или сверхпроводник с высокой кинетической индуктивностью, например NbTiN [2], TiN или NbN. Фабрикация массивов джозефсоновских переходов происходит в несколько сложных технологических этапов в связи с их многослойной структурой. Кроме того, усилители на контактах Джозефсона критически чувствительны к присутствию магнитного поля.

В данной работе рассматриваются усилители бегущей волны, основанные на эффекте Керра в длинной сверхпроводящей линии передач с высокой кинетической индуктивностью. Главными преимуществами этих устройств являются высокая мощность насыщения, широкополосность, малая чувствительность к магнитным полям и возможность изготовления схемы в один слой, в одном технологическом цикле.

Ранее для изготовления параметрических усилителей бегущей волны использовались в основном NbTiN и NbN. На данный момент одним из наиболее перспективных материалов, используемых для создания нелинейных сред, является гранулированный алюминий (грааль). Данный материал состоит из гранул алюминия диаметром 3–4 нм, разделенных оксидом алюминия [3]. Такая структура получается благодаря напылению алюминия в кислородосодержащей атмосфере. Большие значения кинетической индуктивности достигаются в результате того, что зерна алюминия, разделенные оксидом, формируют трехмерный массив джозефсоновских туннельных переходов. Отдельным преимуществом данного материала является температура сверхпроводящего перехода порядка 2–3 К, что значительно превышает критическую температуру алюминия (около 1,2 К).

В данном исследовании был разработан параметрический усилитель бегущей волны на основе

искусственной передающей линии с импедансом 50 Ом [4] из пленок гранулированного алюминия толщиной 20–30 нм. В нашей линии сосредоточенными элементами являются поперечные полосы, играющие роль дополнительной емкости. Каждая из полосок, называемых «пальцами», представляет собой четвертьволновой резонатор. «Пальцы» создают в передающей линии слабую дисперсию, благодаря которой подавляются все нежелательные высшие гармоники параметрического преобразования. Использование такой геометрии позволило сократить фазовую скорость до 1/150 от скорости света, что значительно повысило значение полной фазовой длины и привело к компактизации устройства.

## Результаты

Для демонстрации нелинейных свойств сверхпроводящих пленок гранулированного алюминия была измерена фаза СВЧ-сигнала длинной передающей линии в зависимости от величины тока смещения. Нелинейный набег фазы пропорционален полной фазовой длине линии передачи при малом сигнале [5]:

$$\varphi(I) = 2\pi l f / V(I)_{ph}. \quad (1)$$

Для определения токовой зависимости кинетической индуктивности  $L_k(I)$  из разности фаз  $\Delta\varphi(I)$  использовалось соотношение:

$$L_k(I) = \left( \sqrt{L_k(0)} + \frac{\Delta\varphi(I)}{2\pi f l \sqrt{C_l}} \right)^2, \quad (2)$$

где  $L_k(0) \approx 3,63$  Гн/м – погонная кинетическая индуктивность при малом сигнале,  $f$  – частота,  $l$  – полная физическая длина передающей линии,  $C_l = 1,25 \cdot 10^{-10}$  Ф/м – погонная емкость.

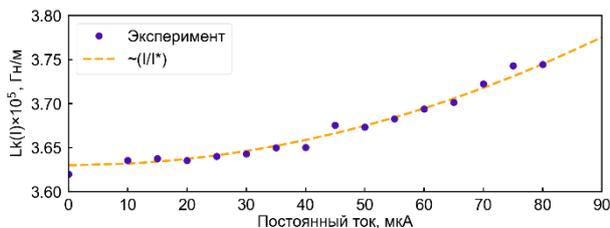
Кинетическая индуктивность нелинейно зависит от амплитуды приложенного тока из-за разрушения куперовских пар (увеличена концентрация сверхпроводящих квазичастиц) и может быть оценена согласно квадратичной зависимости ( $I/I^* \ll 1$ ):

$$L_k(I) = L_k(0) \left( 1 + \frac{I^2}{2I^{*2}} \right), \quad (3)$$

где  $I^*$  – величина порядка критического тока [2, 6].

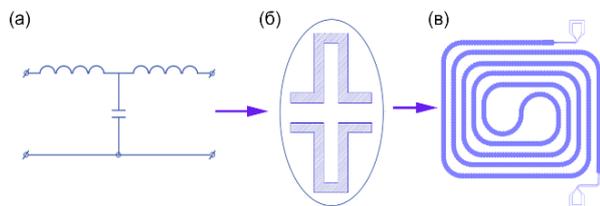
На рис. 1 изображена токовая зависимость кинетической индуктивности на частоте 5,5 ГГц. При токе 80 мкА достигается максимальный набег фазы

в 3 радиана, что соизмеримо со значениями, продемонстрированными ранее на пленках NbTiN [2, 5]. Используя квадратичное приближение (3), построена аналитическая зависимость для исследуемого образца: пунктирная линия на рис. 1. Параметр нелинейности здесь равен  $I^* \approx 318$  мкА. Экспериментально полученные значения кинетической индуктивности хорошо согласуются с аналитической кривой. Различие в значениях тока связано с внутренними дефектами структуры материала и ограничивает возможность модулирования нелинейности среды до 25% от  $I^*$ .



**Рис. 1.** Зависимость кинетической индуктивности от постоянного тока на частоте микроволнового сигнала 5,5 ГГц

Данный результат подтвердил возможность создания параметрического усилителя бегущей волны из grAl, для которого была разработана топология, показанная на рис. 2. Передающая линия состоит из чередующихся емкостных и индуктивных элементов. Центральная полоска передающей линии из grAl обладает высокой кинетической индуктивностью. Емкость на землю обеспечивается межпальцевой емкостью боковых отростков от центральной линии и отростков от земляной металлизации. Нежелательный эффект



**Рис. 2.** Схематическое изображение топологии усилителя бегущей волны: *a* — электрическая схема элементарной ячейки передающей линии, *б* — емкостный элемент в виде «пальца», *в* — передающая линия, скрученная в двухзаходную спираль для компактности

в виде генерации гармоник накачки подавляется благодаря дисперсии в передающей линии, вызванной резонансом в емкостных элементах. В результате правильного подбора соотношения погонных емкости и индуктивности характеристический импеданс искусственной линии близок к 50 Ом в рабочем диапазоне частот. При этом фазовая скорость в передающей линии составляет 1/150–1/200 от скорости света в вакууме, в зависимости от выбранной кинетической индуктивности.

## Выводы

Экспериментально продемонстрирована нелинейная зависимость кинетической индуктивности от тока в длинной передающей линии из гранулированного алюминия. С учетом полученных данных разработана концепция параметрического усилителя на сосредоточенных элементах. Сделав соответствующие расчеты, можно предположить, что при сопротивлении на квадрат 200 Ом можно замедлить скорость света более чем в 150 раз, что превосходит подобные эксперименты на NbN или NbTiN, и получить оптимальное усиление для использования при измерении квантовых битов или в других исследованиях.

## Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-30026, <https://rscf.ru/en/project/21-72-30026/>).

## Литература

1. J. D. Franson, M. M. Donegan, M. J. Fitch, B. C. Jacobs and T. B. Pittman // *Physical Review Letters*. 2002. V. 89. P. 137901.
2. B. H. Eom, P. K. Day, H. G LeDuc, J. Zmuidzinas // *Nature Physics*. 2012. V. 8. P. 623–627.
3. N. Maleeva, L. Grünhaupt, T. Klein // *Nature Communications*. 2018. V. 9. P. 3889.
4. M. Malnou, M. R. Vissers, J. D. Wheeler, J. Aumentado, J. Hubmayr, J. N. Ullom, J. Gao // *PRX Quantum*. 2021. V. 2. P. 010302.
5. A. A. Adamyan, S. E. de Graaf, S. E. Kubatkin, A. V. Danilov // *Journal of Applied Physics*. 2016. V. 119.
6. A. J. Annunziata, D. F. Santavicca, L. Frunzio, G. Catelani, M. J. Rooks, A. F. and D. E. Prober // *Nanotechnology*. 2010. V. 21. P. 445202.

# Критическое поведение магнитной системы $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ вблизи температуры упорядочения

Д. Е. Железнякова<sup>1,\*</sup>, И. И. Гимазов<sup>1</sup>, Р. Б. Зарипов<sup>1</sup>, К. С. Перваков<sup>2</sup>, В. М. Пудалов<sup>2</sup>, Ю. И. Таланов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

\*zhdia123@gmail.com

Проведен анализ статических и динамических параметров магнитной системы  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$  с использованием результатов измерения микроволнового поглощения, магнитной восприимчивости и удельного сопротивления. Полученные статические критические индексы согласуются с двумерной моделью Изинга. Динамический критический индекс  $z$  свидетельствует об антиферромагнитном характере магнитных флуктуаций, что говорит о влиянии магнетизма ионов европия на проводящие слои  $\text{FeAs}$  и о вероятном влиянии на формирование сверхпроводимости в исследуемом материале.

## Введение

Одним из важных направлений современной электроники является создание устройств на основе многослойных материалов, чьи свойства изменяются под влиянием магнитного поля. В связи с этим активно исследуются слоистые материалы, магнитная структура которых связана с проводящими слоями, что позволяет управлять их транспортными свойствами. Обнаружены материалы со структурой естественного спинового клапана, в которых чередуются магнитный и сверхпроводящий слои. Примером такого материала является соединение  $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ .

Его родительское соединение  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$  имеет слоистую магнитную структуру (сверхпроводимость может возникнуть под давлением или с помощью допирования). Ионы европия, обладающие большим магнитным моментом, упорядочиваются при температуре  $T_m = 19$  К, причем в отдельном слое они упорядочены ферромагнитно, а связь между слоями антиферромагнитная. Если перевести это соединение в сверхпроводящее состояние, то возникает возможность исследовать взаимное влияние сверхпроводимости и магнетизма.

Чтобы понять, как магнитные корреляции влияют на формирование сверхпроводящего состояния, необходимо определить размерность параметра порядка и характер магнитных флуктуаций. Если флуктуации локализованы внутри слоя  $\text{Eu}$  и имеют ферромагнитный характер, то они не оказывают влияния на проводящие слои  $\text{FeAs}$ . Антиферромагнитные корреляции между этими флуктуациями свидетельствуют о наличии взаимодействия между слоями европия, которое может повлиять на проводящие и сверхпроводящие свойства материала. Характер магнитных флуктуаций может быть определен из анализа критического поведения магнитной системы вблизи температуры упорядочения.

Теоретический анализ экспериментальных данных, полученных с помощью магнитных, транспортных и радиоспектроскопических измерений, позволил определить статические и динамические критические параметры, описывающие поведение системы.

## Результаты и обсуждение

Все исследованные в данной работе физические параметры кристалла  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$  демонстрируют кри-

тическое поведение вблизи температуры магнитного упорядочения  $T_m = 19$  К. В результате анализа температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости были получены значения статических критических индексов  $\alpha$  и  $\gamma$ . Полученные значения хорошо согласуются с теоретическими значениями для двумерной модели Изинга (таблица 1). Используя теоретическое значение индекса  $\eta$  и скейлинговое соотношение  $\nu(2 - \eta) = \gamma$ , было получено значение индекса  $\nu$ , соответствующее нашей системе.

Таблица 1. Величины статических критических индексов, полученные из теоретических расчетов для двух моделей и из анализа экспериментальных данных нашей работы

Модель	2D Изинг [1]	3D XY [1]	Данная работа
$\alpha$	0	-0,0146(8)	$-0,017 \pm 0,09$
$\gamma$	1,75	1,3177(5)	$1,74 \pm 0,01$
$\beta$	1,125	0,3485(2)	–
$\eta$	0,25	0,0380(4)	–
$\nu$	1	0,67	$0,97 \pm 0,05$

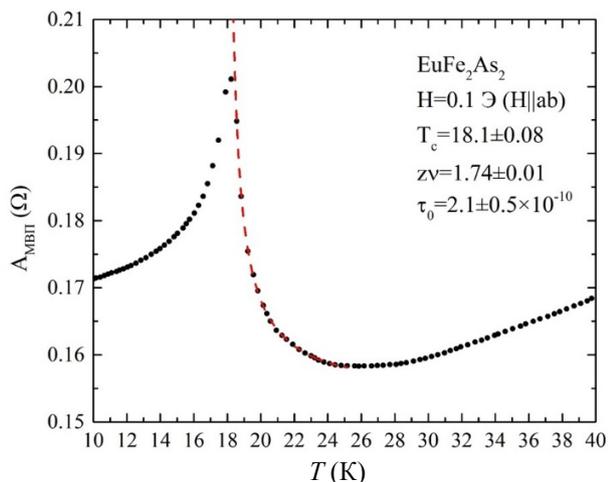
Но данных о статических критических индексах недостаточно, чтобы понять, как себя ведут короткоживущие магнитные флуктуации. Для получения сведений о динамических характеристиках был использован высокочастотный метод микроволнового поглощения (МВП). Результаты измерения МВП на частоте  $\sim 9,4$  ГГц представлены на рис. 1. Для описания этой зависимости вблизи критической температуры использовано выражение:

$$A_{\text{МВП}}(T) = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega_0}{2}} \sqrt{\rho(T)} \left( 1 + \frac{1}{2} \chi_0(T) \frac{1 - \omega_0 \tau_0 t^{-\nu z}}{1 + (\omega_0 \tau_0 t^{-\nu z})^2} \right), \quad (1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\omega_0$  – рабочая частота,  $t = (T - T_m)/T_m$ .

Температурные зависимости некоторых физических величин ( $\chi_0$  и  $\rho$ ) были получены и проанализированы независимо. Анализ температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  позволяет определить критический индекс  $\alpha$ . А описание температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi_0(T)$  позволяет получить критический индекс  $\gamma$ . Таким образом, в используемом выражении неизвестными остались только те параметры, которые относятся к интересующему нас критическому замедлению флуктуаций. Данная процедура позволяет

уменьшить число параметров, варьируемых при фиттинге.



**Рис. 1.** Температурная зависимость амплитуды МВП.  $H||ab$ . Пунктирная линия – расчет по формуле (1)

В результате моделирования было получено значение произведения критических индексов  $zv = 1,74 \pm 0,03$ . Зная значение статического индекса  $\nu$  (см. таблицу 1), выделяем значение динамического критического индекса  $z = 1,79 \pm 0,03$ . Согласно теоретическим расчетам [2], если флуктуации имеют АФМ-

характер, то  $z = 1,75$ . Полученное значение хорошо согласуется с литературными данными для слоистых антиферромагнетиков, описываемых двумерной моделью Изинга и относящихся к классу универсальности А:  $z = 1,77 \pm 0,05$  для  $KFeF_4$ ,  $z = 1,69 \pm 0,05$  для  $Rb_2CoF_4$  [3].

### Выводы

Полученные нами значения статических критических индексов хорошо согласуются с двумерной моделью Изинга. Величина динамического критического индекса  $z$  свидетельствует о том, что магнитные флуктуации имеют антиферромагнитный характер и относятся к классу универсальности А. Это означает, что магнитные флуктуации оказывают влияние на проводящие слои FeAs и могут способствовать возникновению сверхпроводящего состояния.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20153.

### Литература

1. M. B. Stone, et al. // *New J. Phys.* 2007. V. 9. P. 31.
2. P. C. Hohenberg, B. I. Halperin // *Rev. Mod. Phys.* 1977. V. 49. P. 435.
3. J. Slivka // *Phys. Rev. B.* 1984. V. 30. P. 3649.

# Транспортные и термодинамические свойства семейства сверхпроводников Na(Fe,Co)As

И. В. Жувагин<sup>1,2,\*</sup>, Л. А. Моргун<sup>1</sup>, А. Ю. Дегтяренко<sup>1</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>1</sup>, А. В. Муратов<sup>1</sup>, А. И. Шилов<sup>1</sup>, С. А. Кузьмичев<sup>3,1</sup>, Е. О. Рахманов<sup>1,4</sup>, И. В. Морозов<sup>4</sup>, Т. Е. Кузьмичева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики»

<sup>3</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

<sup>4</sup>Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

\*i.zhuvagin@lebedev.ru

В представленном исследовании были изучены транспортные и термодинамические свойства недодопированных и передопированных монокристаллических образцов  $\text{NaFe}_{0,979}\text{Co}_{0,021}\text{As}$  и  $\text{NaFe}_{0,955}\text{Co}_{0,045}\text{As}$ . Представлены температурные зависимости удельного электрического сопротивления  $\rho(T)$ , полученные при различных значениях приложенного магнитного поля от 0 до 16 Тл. Были оценены верхние критические магнитные поля с использованием однозонной модели WHH и двухзонной модели Гуревича.

## Введение

Сверхпроводимость железосодержащих сверхпроводников структурного класса 111 впервые была обнаружена в 2008 году. Однако это семейство до сих пор остается наименее изученным, поскольку в их состав входит щелочной металл, который активно взаимодействует с водяным паром. Даже кратковременный контакт с атмосферой способен полностью уничтожить сверхпроводящие свойства исследуемого образца. Но при этом данное семейство привлекает внимание своим уникальным набором свойств, которые не характерны для других видов железосодержащих сверхпроводников. К примеру,  $\text{NaFeAs}$  демонстрирует сверхпроводимость при стехиометрическом составе с довольно низкой температурой  $T_c = 10$  К.

Стандартные транспортные измерения требуют создания электрических контактов. Их установка производилась в среде с аргоновой атмосферой (аргон Ar) в перчаточном боксе. Был использован четырехточечный способ измерения на переменном токе с синхронным детектированием.

Контакты были смонтированы путем приклеивания к образцу тонких золотых проволок (диаметром 35 микрон) с использованием проводящей серебряной эпоксидной смолы. Каждое из этих соединений обладало сопротивлением меньше 10 Ом. Затем поверхность образца покрывалась тонким слоем низкотемпературного смазочного материала Apiezon N, что позволяло перенести образец в криостат для измерений без контакта с атмосферой. Температурные зависимости удельного сопротивления были получены с помощью измерительной системы Cryogenic CFMS-16T.

## Результаты

Критические температуры  $T_c$  составили 19,8 и 21 К соответственно. Значительное уширение сверхпроводящего перехода наблюдалось для передопированного образца и поля, приложенного вдоль направления  $c$ . Для недодопированного образца наблюдалась аномалия в виде роста сопротивления с понижением температуры. Такое поведение можно объяснить структурным переходом, наличие которого также подтверждается экспериментами по рассеянию нейтронов на кристаллической решетке  $\text{NaFeAs}$  [1]. Наблюдаемый характерный размер тепловых флуктуаций  $G_i - 10^{-3}$ , а квантовых соответственно  $Q_u - 10^{-1}$ .

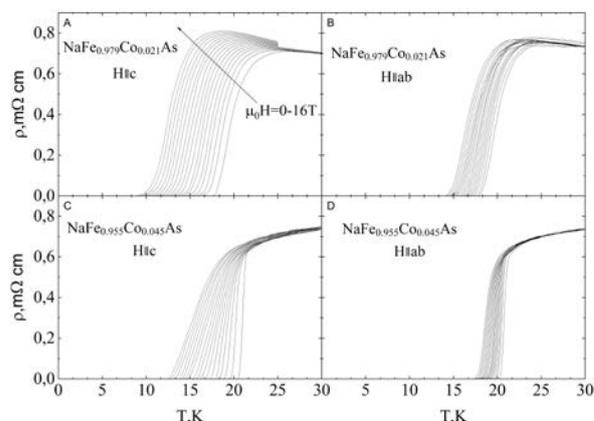


Рис. 1. Температурные зависимости  $\rho_{ab}$  в магнитных полях до 16 Тл

В табл. 1 приведены оценки верхних критических полей  $H_{c2}$ , полученные в рамках однозонной модели WHH [2] и двухзонной модели Гуревича [3], исследуемых образцов;  $T_c$  определена как максимум  $\frac{dR}{dT}$ .

Таблица 1. Оценки верхнего критического поля  $H_{c2}$  для изученных  $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$  при экстраполяции к 0 К

x	$H_{c2}^{I,c}$ , Тл	$H_{c2}^{I,ab}$ , Тл	$H_{c2}^{II,c}$ , Тл	$H_{c2}^{II,ab}$ , Тл
0,021	32	54	52	60
0,045	34	55	37	105

## Выводы

При помощи магнетотранспортных измерений были получены температурные зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  для двух различных ориентаций магнитного поля. Приведена их аппроксимация однозонной и двухзонной моделями, а также оценены основные сверхпроводящие характеристики [4].

## Финансирование

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-72-10082.

## Литература

1. S. Li // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 020504(R).
2. N. Werthamer et al // Phys. Rev. 1966. V. 147. P. 295.
3. A. Gurevich // Physica C: Superconductivity. 2007. V. 456.
4. L. Morgun // Materials. 2023. V. 16 (19). P. 6421.

# Эффект близости в квазиодномерном топологическом изоляторе TaSe<sub>3</sub> вблизи перехода металл-диэлектрик при одноосной деформации

С. В. Зайцев-Зотов<sup>2,\*</sup>, Р. М. Лукманова<sup>1,2</sup>, И. А. Кон<sup>1,2</sup>, В. Е. Минакова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», факультет физики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

\*serzz@cplire.ru

На зависимостях сопротивления квазиодномерного топологического изолятора TaSe<sub>3</sub> от магнитного поля обнаружена серия скачкообразных изменений сопротивления. Эффект наблюдается при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода материала контактов (индий). Изучена эволюция скачкообразных изменений при приложении одноосной деформации в диапазоне от  $-0,1\%$  до  $1,5\%$ . Полученные данные свидетельствуют о возникновении эффекта близости на топологических краевых состояниях и в объеме образца в области металлической проводимости и его исчезновения в диэлектрическом состоянии.

## Введение

Квазиодномерный проводник TaSe<sub>3</sub> имеет металлическое поведение проводимости вплоть до температуры 2 К, при которой он переходит в сверхпроводящее состояние [1]. Сравнительно недавно было установлено, что данный материал обладает топологически защищенными поверхностными состояниями и, следовательно, относится к классам топологических изоляторов и топологических сверхпроводников, а его металлические свойства обусловлены перекрытием валентной зоны и зоны проводимости [2]. Известно, что с помощью одноосной деформации данный материал можно легко перевести из металлического в диэлектрическое состояние, что приводит также и к исчезновению его сверхпроводящих и топологических свойств [3]. Таким образом, в TaSe<sub>3</sub> реализуется уникальная возможность исследования влияния топологического состояния на разнообразные эффекты. В настоящей работе мы сообщаем о результатах исследования эффекта близости в нитевидных образцах данного соединения субмикронных поперечных размеров в условиях одноосной деформации при использовании в качестве материала контактов индия. Исследования проведены на образцах субмикронных поперечных размеров, так как в таких образцах максимален вклад поверхностных состояний на фоне объемных при возникновении эффекта близости.

## Экспериментальные методы

Исследовавшиеся структуры представляли собой нитевидные кристаллы TaSe<sub>3</sub> с контактами из сверхпроводника (индий). Исследуемый образец располагался на подложке из каптона. Контакты к образцам напылялись термически и полностью покрывали образец за исключением центральной его части, фиксируя его относительно подложки. Деформация образца при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$  осуществлялась растяжением каптона, а в геометрии  $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$  с помощью изгиба конструкции, состоящей из медного подслоя, слоя каптона с образцом и контактами и слоя эпоксидной смолы [4]. В обоих случаях деформация проводилась при комнатной температуре. Изучалась зависимость сопротивления структуры  $R$  от магнитного поля в условиях одноосной деформации  $\varepsilon = \Delta L/L$  при температуре 2,8 К, т. е. ниже критической температуры сверхпро-

водящего перехода индия (3,4 К), но выше возможной температуры сверхпроводящего перехода TaSe<sub>3</sub> ( $T_c \approx 2$  К). Проводимость изучалась при протекании тока  $J$  вдоль нитевидного кристалла. Исследования проводились при продольной и поперечной ориентации магнитного поля. Использовалась двухконтактная схема измерений. Основные измерения были проведены при параллельной ориентации магнитного поля и тока.

## Экспериментальные результаты

На рис. 1 показан типичный набор зависимостей  $R(H)$ , полученных в продольном магнитном поле при  $T = 2,8$  К. На этих зависимостях видны три особенности – резкий скачок сопротивления в полях  $\mu_0 H_1 \sim 10^{-2}$  Тл, и два слабо выраженных в больших полях  $H_2$  и  $H_3$ . Результаты исследований при перпендикулярной ориентации магнитного поля продемонстрировали во многом схожее поведение.

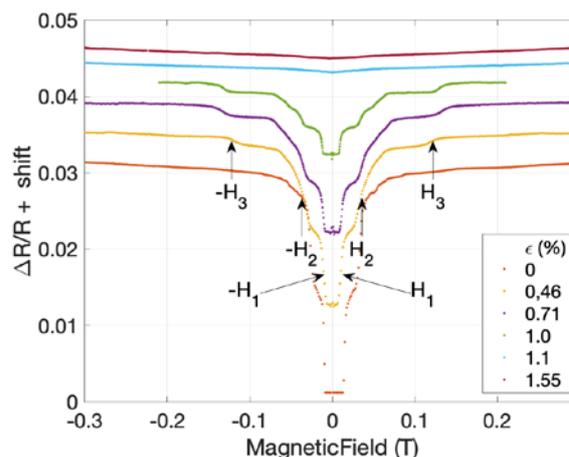


Рис. 1. Набор зависимостей продольного магнетосопротивления от магнитного поля при температуре 2,8 К при различной величине одноосной деформации образца. Нижняя кривая – недеформированный образец, верхняя –  $\varepsilon = 1,55\%$

На рис. 2 показана эволюция положения этих особенностей при приложении одноосной деформации. Переход в диэлектрическое состояние происходит в районе  $R \sim 10^5$  Ом ( $\varepsilon \sim 1\%$ ). При поперечной ориентации магнитного поля наблюдалось схожее поведение.

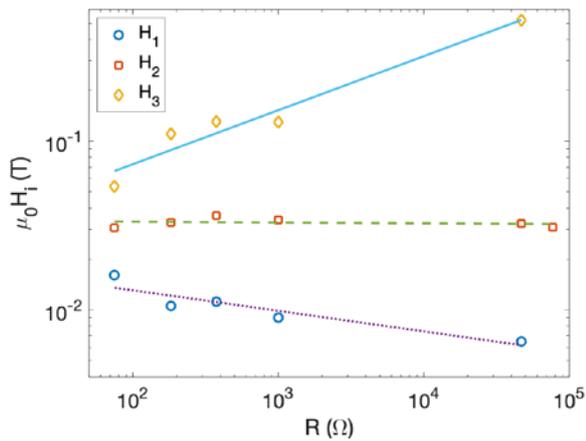


Рис. 2. Зависимость характерных магнитных полей от сопротивления образца.  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$ ,  $T = 2,8$  К

По величине скачка сопротивления  $\Delta R_i$  можно оценить характерную длину эффекта близости  $\Delta l = l\Delta R/2R$  и ее зависимость от величины одноосной деформации. На рис. 3 представлены результаты такой оценки для двух различных образцов примерно одинаковой длины и поперечных размеров, измеренных при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{J}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$ . Видно, что  $\Delta l$  изменяется от 1 мкм для недеформированного образца до  $10^{-2}$  мкм на границе перехода металл-диэлектрик, что является ожидаемым поведением для эффекта близости.

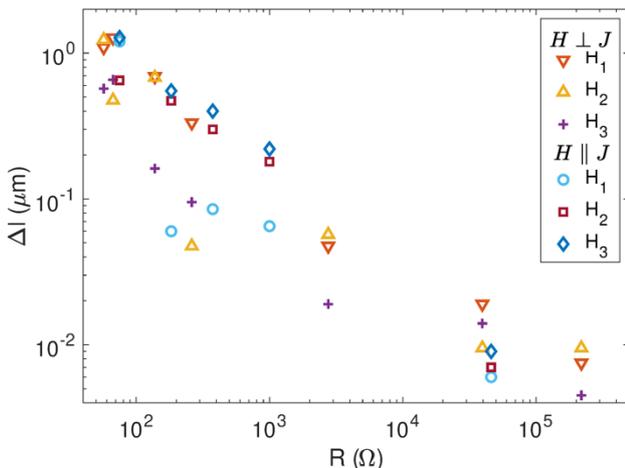


Рис. 3. Оценка характерных длин эффекта близости для полей  $H_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) в продольной и поперечной ориентациях магнитного поля.  $T = 2,8$  К

### Обсуждение результатов

Наиболее сложной и интересной является идентификация наблюдаемых скачкообразных зависимостей сопротивления. Исследуемые структуры состоят из кристалла и двух сверхпроводящих контактов, которые могут индуцировать сверхпроводимость как в

объеме кристалла, так и в поверхностных состояниях (при их наличии). Как видно из рис. 2, положение особенности  $H_2$  не зависит от деформации, и поэтому ее логично связать с подавлением сверхпроводимости контактов. Особенности  $H_1$  и  $H_3$  зависят от деформации, и их разумно связать с эффектами близости в исследуемом материале и поверхностных состояниях. При такой интерпретации поля трудно объяснить возникновение особенности  $H_3$  в магнитных полях, разрушающих сверхпроводящее состояние контактов, индуцирующих эту сверхпроводимость. С другой стороны, при контакте тонкой сверхпроводящей пленки с несверхпроводящим образцом критическая температура сверхпроводящей пленки должна понижаться, причем степень подавления сверхпроводимости пленки зависит от плотности состояний в несверхпроводящем металле и повышается с ростом последней [5]. В таком случае критическому полю тонкой пленки индия на поверхности образца соответствует наибольшее магнитное поле, т. е.  $H_3$ , а  $H_1$  и  $H_2$  соответствуют эффекту близости в поверхностных и объемных состояниях. Надежная идентификация полей  $H_1$  и  $H_2$  требует дальнейших исследований.

### Заключение

Представленные результаты свидетельствуют о возникновении эффекта близости на краевых состояниях и в объеме  $\text{TaSe}_3$  при его контакте со сверхпроводником в области металлической проводимости и его исчезновении в диэлектрическом состоянии. Отметим, что так как по существующим представлениям поверхностные состояния являются топологически защищенными, то наведенная в них сверхпроводимость является топологической.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20114.

### Литература

1. T. Sambongi, M. Yamamoto, K. Tsutsumi, Y. Shiozaki, K. Yamaya, Y. Abe Superconductivity in One-Dimensional  $\text{TaSe}_3$  // *J. Phys. Soc. Japan*. 1977. V. 42, no. 4. P. 1421–1422.
2. S. Nie, L. Xing, R. Jin, W. Xie, Z. Wang // *Phys. Rev. B*. 2018. V. 98. P. 125143.
3. T. M. Tritt, E. P. Stillwell, M. J. Skove. Effect of uniaxial stress on the transport properties of  $\text{TaSe}_3$  // *Phys. Rev. B*. 1986. V. 34, no. 10. P. 6799–6803.
4. В. Е. Минакова, Р. М. Лукманова, И. А. Кон и С. В. Зайцев-Зотов. Температурные зависимости проводимости одноосно деформированного топологического изолятора  $\text{TaSe}_3$  при различных методах создания деформации // *Радиотехника и электроника*. 2024 (в печати).
5. W. L. McMillan. Tunneling Model of the Superconducting Proximity Effect // *Phys. Rev.* 1968. V. 175, no. 2. P. 537.

# Транспортные свойства массива джозефсоновских контактов типа сверхпроводник-графен-сверхпроводник

В. А. Иевлева<sup>1,2,\*</sup>, А. Э. Борисов<sup>1,2</sup>, А. С. Гурский<sup>1</sup>, Л. А. Моргун<sup>2</sup>, К. Ю. Арутюнов<sup>1,3</sup>, А. Ю. Кунцевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 11, Москва, 101000

<sup>2</sup>Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга, ФИАН, Ленинский пр., 53, корп. 10, Москва, 119991

<sup>3</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 19334

\*vaievleva@edu.hse.ru

Графен, покрытый массивом сверхпроводящих островков, является экспериментально мало изученной системой, в которой возможно управление наведенной сверхпроводимостью внешним электрическим полем. Нами была изготовлена гетероструктура, в которой графен, закрытый сверху чешуйкой гексагонального нитрида бора, расположен поверх треугольной решетки ниобиевых дисков. С изготовленным образцом были проведены транспортные измерения в криостате растворения. Графен демонстрировал транспортные свойства, согласующиеся с литературными данными, были обнаружены признаки наведенной сверхпроводимости. Выявлена проблема окисления сверхпроводящих островков на границе с графеном, предложены и частично опробованы пути ее решения.

## Введение

В рассматриваемом массиве джозефсоновских контактов типа сверхпроводник-графен-сверхпроводник сверхпроводящие берега образованы решеткой островков. Размер островков и постоянная решетки при этом много меньше латеральных размеров графена. В такой системе наблюдаются [1] две характерные критические температуры:  $T_1$ , при которой островки переходят в сверхпроводящее состояние, и  $T_2$ , когда происходит переход БКТ, устанавливается когерентность между островками и ток через графен начинает течь бездиссипативно. Температурой  $T_2$  можно управлять с помощью затворного напряжения:  $T_2$  увеличивается при отдалении от точки зарядовой нейтральности графена.

В работах, где графен лежал на оксидированной кремниевой подложке и поверх него были нанесены массивы оловянных [1] и алюминиевых [2] островков, значения  $T_2$  не превышали 1 К. В работе [3] графен был выращен на подложке из германия и покрыт островками олова случайной формы, при этом  $T_2$  составляла порядка 2 К. Дальнейшее смещение  $T_2$  в более высокотемпературную область представляет фундаментальный и практический интерес.

В пределе грязного сверхпроводника длина когерентности выражается как  $\xi = \sqrt{\frac{\hbar D}{\Delta}}$ , где  $D$  – коэффициент диффузии. Увеличить коэффициент диффузии в графене и, следовательно, длину когерентности в графене и, следовательно, длину когерентности и критическую температуру, можно с использованием обкладки из нитрида бора. Помимо этого, к увеличению  $T_2$  может привести использование более высокотемпературного сверхпроводника: для данной работы был выбран ниобий.

## Изготовление структуры

Изготовление образца осуществлялось в чистой комнате на базе Центра высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга ФИАН.

Методом оптической литографии на оксидированной кремниевой подложке (толщина оксида составляла 285 нм) формировались хром-золотые кон-

такты. Затем с помощью электронной литографии между контактами изготавливалась треугольная решетка ниобиевых дисков (параметр решетки – 500 нм, высота дисков – 50 нм). Поверх металлической структуры сухим горячим переносом выкладывался графен под нитридом бора. Для управления концентрацией носителей в графене использовался нижний затвор.

## Результаты

Транспортные измерения проводились на базе Института физических проблем им. П. Л. Капицы РАН в криостате растворения Kelvinox-400.

После охлаждения работало только два контакта, вследствие чего все измерения проводились по двухточечной схеме. При 77 К была измерена зависимость сопротивления от затворного напряжения (рис. 1). Точка зарядовой нейтральности графена находилась в нуле, что указывало на отсутствие допирования 2d-электронного газа.

Сопротивление непрерывно росло с понижением температуры вплоть до 1,1 К. При дальнейшем понижении температуры было зафиксировано нелинейное поведение сопротивления (рис. 2). Провал сопротивления мог быть связан с частичным наведением сверхпроводимости в графене, однако вольт-амперные характеристики оставались линейными вплоть до самых низких температур.

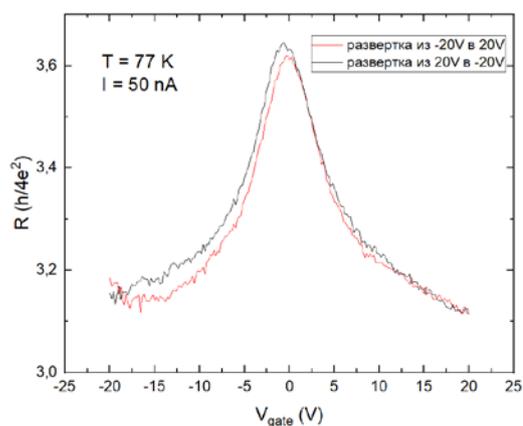
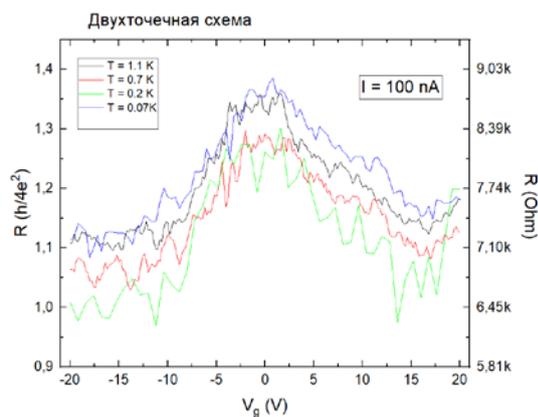


Рис. 1. Зависимость сопротивления от напряжения на затворе при 77 К



**Рис. 2.** Зависимость сопротивления от напряжения на затворе при температурах ниже 1 К

### Выводы

Для изучения управляемой наведенной сверхпроводимости был изготовлен образец, представляющий собой графен под нитридом бора, выложенный поверх решетки ниобиевых островков. В результате низкотемпературных транспортных измерений были

обнаружены признаки наведенной сверхпроводимости, но образец не перешел полностью в сверхпроводящее состояние. Мы предполагаем, что установлению когерентного состояния помешал естественный слой оксида, покрывший островки перед тем, как графен был выложен поверх них. Было предложено несколько путей решения данной проблемы: создание защитного слоя из благородного металла поверх островков, использование сверхпроводника, медленно деградирующего на воздухе, или использование благородного металла-сверхпроводника (Re).

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00340.

### Литература

1. Z. Han, A. Allain, H. Arjmandi-Tash, et al. // Nat. Phys. 2014. V. 10, no. 5. P. 380–386.
2. C. L. Richardson, S. D. Eddins, G. R. Berdiyrov, et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91, no. 24. P. 245418.
3. Y. Sun, H. Xiao, M. Zhang, et al. // Nat. Commun. 2018. V. 9. P. 2159.

# Численное моделирование конструкции сверхпроводящего сигма-нейрона

А. С. Ионин\*, С. В. Егоров, М. С. Сидельников, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, М. М. Хапаев, В. В. Больгинов

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432  
\*sasha-ionin@mail.ru

В данной работе представлены результаты численного моделирования протекания токов в прототипе сигма-нейрона, реализованного в 2023 году в виде многослойной тонкопленочной структуры над толстым сверхпроводящим экраном. Показано, что сверхпроводящий экран не обеспечивает полной независимости элементов нейрона, поскольку все компоненты матрицы индуктивностей отличны от нуля. Это соответствует ранее полученным экспериментальным данным и требует обобщения ранее предложенных моделей стационарного состояния сверхпроводящего сигма-нейрона.

## Введение

Задача создания элементов сверхпроводящих нейронных сетей привлекает большой интерес исследователей. В частности, в работах [1, 2] был рассмотрен сверхпроводящий сигма-нейрон, представляющий собой одноконтактный интерферометр, часть контура которого шунтирована дополнительной индуктивностью, используемой для считывания выходного сигнала. Такой нейрон относится к семейству «адиабатических» элементов, характеризующихся нулевым теплообменом со средой в пределе бесконечной длительности операции [3]. Было продемонстрировано, что передаточная функция такой структуры может быть близка к сигмоидальной зависимости, необходимой для реализации сверхпроводящего персептрона, являющегося самым распространенным видом нейронных сетей. В работе [4] была представлена экспериментальная реализация подобного устройства в виде многослойной тонкопленочной структуры над толстым сверхпроводящим экраном. В целом, эксперименты подтвердили общие положения теоретических исследований [1, 2], однако продемонстрировали необходимость учета измерительной цепи при описании состояния образца, что не учитывалась ранее. Также была обнаружена возможность непосредственной передачи магнитного потока между элементами схемы, что приводит к существенному искажению измеряемой передаточной функции. Очевидно, что для успешной реализации сверхпроводящего сигма-нейрона с желаемой передаточной функцией крайне важно уметь проектировать элементы нейрона с заданными индуктивностями. Поэтому в данной работе представлены результаты расчета матрицы индуктивностей, полученной в результате численного моделирования в программе 3D-MLSI, предполагающей совместное решение уравнений Лондонов и Максвелла [5].

## Результаты

На рис. 1 представлен дизайн образца, реализованного в работе [4]. Используемая конструкция содержит 3 сверхпроводящих слоя. Нижний (синий прямоугольник на рис. 1) является одновременно экраном и нижним электродом контактов Джозефсона. В промежуточном слое располагается большая часть индуктивных элементов (оранжевые на рис. 1). Верх-

ний слой (розовый на рис. 1) используется для обеспечения индуктивной связи сигма-нейрона с входной и выходной цепями в областях наложения полосковых линий (красные области на рис. 1). Таким образом, по сравнению с теоретическими работами [1, 2], сигма-нейрон, состоящий из элементов  $L$ ,  $L_a$  и  $L_{out}$ , дополнен контрольной линией  $CL$ , используемой для задания входного сигнала, и считывающим СКВИДом с индуктивностью  $L_{sq}$ . При проведении численного моделирования в точке  $O$  был расположен виртуальный контакт на экран, необходимый для независимого задания токов в элементы нейрона в процессе моделирования.

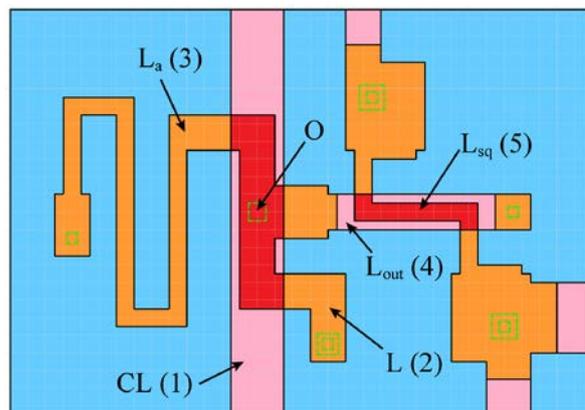
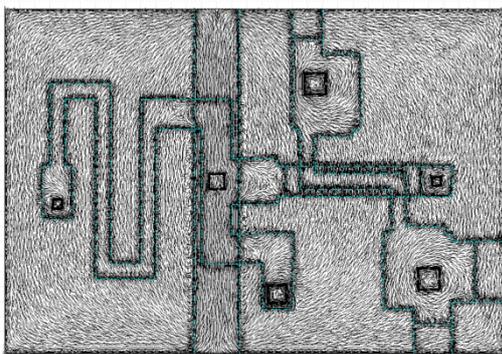


Рис. 1. Дизайн образца, использованный в численном моделировании. Обозначения указаны в тексте

Результатом расчетов является распределение плотности тока в слоях тонкопленочной структуры, а также матрица индуктивностей. На рис. 2 представлен пример распределения токов, возникающих в экране при протекании тока по контрольной линии. Видно, что в сверхпроводящем экране возникает «противоток» под контрольной линией, который вынужден замыкаться через остальную часть экрана. Замыкающие токи имеют компоненту вдоль контура приемного СКВИДа, что вызывает «паразитную» прямую передачу входного магнитного потока в измерительный СКВИД. Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают качественный анализ, приведенный в работе [4].

Собственные и взаимные индуктивности всех рассмотренных элементов образуют матрицу индуктивностей размером  $5 \times 5$  (см. табл. 1). Элементы



**Рис. 2.** Пример полученного распределения токов в экране при протекании тока по контрольной линии. Черными черточками показано направление тока

сигма-нейрона пронумерованы следующим образом (рис. 1): 1 – контрольная линия (CL), 2 – джозефсоновское плечо (L), 3 – шунтирующее плечо ( $L_a$ ), 4 – выходное плечо ( $L_{out}$ ), 5 – петля измерительного СКВИДа ( $L_{sq}$ ). Наибольшие значения имеют собственные индуктивности элементов нейрона, расположенные по диагонали в центральном миноре  $3 \times 3$  (табл. 1), а также диагональный элемент  $L_{55}$ , соответствующий индуктивности измерительного СКВИДа. Элемент  $L_{11}$  не имеет физического смысла, поскольку контрольная линия не является частью сверхпроводящего контура. Взаимодействие нейрона с измерительной схемой линий описывается недиагональными элементами  $L_{45} = L_{54}$ , расположенными во внешнем кольце табл. 1. Там же расположены недиагональные элементы  $L_{12}$ ,  $L_{13}$ , описывающие прием внешнего сигнала от контрольной линии. Остальные компоненты матрицы индуктивностей описывают паразитное взаимодействие элементов нейрона друг с другом. Все паразитные компоненты отличны от нуля и имеют порядок 10–100 фГн.

*Таблица 1.* Матрица индуктивностей элементов прототипа сигма-нейрона, реализованного в статье [4]

$L_{ik}$ , пГн	1	2	3	4	5
1	–	0,80	0,98	0,07	0,14
2	0,80	2,84	0,02	–0,18	–0,05
3	0,98	0,02	21,26	0,04	–0,24
4	0,07	–0,18	0,04	6,2	1,59
5	0,14	–0,05	–0,24	1,59	7,98

Значения «полезных» компонент (т. е. собственных индуктивностей элементов нейрона и недиагональных компонент  $L_{12}$ ,  $L_{13}$  и  $L_{45}$ ) матрицы индуктивности согласуются с оценкам в статье [4]. Исключение составляет компонента  $L_{55}$ , которая отличается почти в два раза от измеренной экспериментально. Это скорее всего говорит о наличии техно-

логических проблем при изготовлении образцов. Причиной могут являться растрескивание фоторезистивной маски при изготовлении петли СКВИДа или плохой контакт в месте перехода между индуктивным слоем и слоем замыкания (см. описание технологического процесса в статье [4]). Из паразитных компонент наиболее неприятной является  $L_{15}$ , описывающая непосредственное взаимодействие контрольной линии с измерительной схемой. Ее расчетное значение даже несколько превышает полученное при анализе экспериментальных кривых. До настоящего времени эта и другие паразитные компоненты не учитывались при построении теоретических моделей. Проведенный нами численный расчет на основе формул обобщенной модели стационарного состояния сигма-нейрона [6] подтвердил важность учета всех недиагональных компонент матрицы индуктивностей при анализе экспериментальных данных.

## Выводы

Рассчитана матрица индуктивностей прототипа сверхпроводящего гаусс-нейрона на основе решения уравнений Лондонов и Максвелла при помощи программы 3D-MLSI. Продемонстрировано наличие ненулевых недиагональных компонент, соответствующих взаимодействию элементов нейрона друг с другом и оказывающих существенное влияние на форму передаточной функции.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00053.

## Литература

1. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. V. Tereshonok, J. Beilstein // *Nanotechnol.* 2016. V. 7. P. 1397–1403. doi:10.3762/bjnano.7.130.
2. I. I. Soloviev, A. E. Schegolev, N. V. Klenov, et. al. // *Journal of Applied Physics.* 2018. V. 124. P. 152113. <https://doi.org/10.1063/1.5042147>
3. И. И. Соловьев, Г. С. Хисматуллин, Н. В. Кленов и др.  $\mu$ -контакты в ячейках адиабатической сверхпроводниковой логики // *Радиотехника и электроника.* 2022. Т. 67. С. 1232.
4. А. С. Ионин, Н. С. Шуравин, Л. Н. Карелина, А. Н. Россоленко, М. С. Сидельников, С. В. Егоров, В. И. Чичков, М. В. Чичков, М. В. Жданова, А. Е. Щеголев, В. В. Больгинов // *ЖЭТФ.* 2023. Т. 164, вып. 6(12). С. 1–14.
5. С. В. Бакурский, Н. В. Кленов, М. Ю. Куприянов, И. И. Соловьев, М. М. Хапаев // *Журнал вычислительной математики и математической физики.* 2021. Т. 61, № 5. С. 885–894.
6. В. В. Больгинов, А. С. Ионин, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, С. В. Егоров, М. С. Сидельников. Обобщенная модель сверхпроводящего сигма-нейрона // В настоящем издании.

# Планарный пленочный сверхпроводящий концентратор магнитного поля

Л. П. Ичкитидзе<sup>1,2,\*</sup>, А. Ю. Лысенко<sup>1</sup>, Д. А. Голуб<sup>2</sup>, Д. В. Тельшев<sup>1,2</sup>, С. В. Селишев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт биомедицинских систем научно-исследовательского университета «МИЭТ», Зеленоград, площадь Шокина, 1, Москва, 124498

<sup>2</sup>Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, ул. Трубецкая, 8, стр. 2, Москва, 119991

\*leo852@inbox.ru ichkitidze\_l\_p@staff.sechenov.ru

Исследован планарный пленочный сверхпроводящий концентратор магнитного поля в комбинированном датчике магнитного поля. Установлено, что степень неоднородного распределения магнитного поля, генерируемого активной полоской концентратора на магниточувствительном элементе, можно значительно уменьшить (больше чем в 2 раза) путем нанесения разрезов в определенных местах в активной полоске.

## Введение

Большинство комбинированных датчиков магнитного поля (КДМП) имеют высокое разрешение, т. е. низкую пороговую чувствительность  $\delta B \leq 1$  нТл, достигаемую за счет использования сверхпроводящих пленочных концентраторов магнитного поля (КМП). Они многократно понижают  $\delta B$  и тем самым увеличивают эффективность магниточувствительного элемента (МЧЭ) в КДМП.

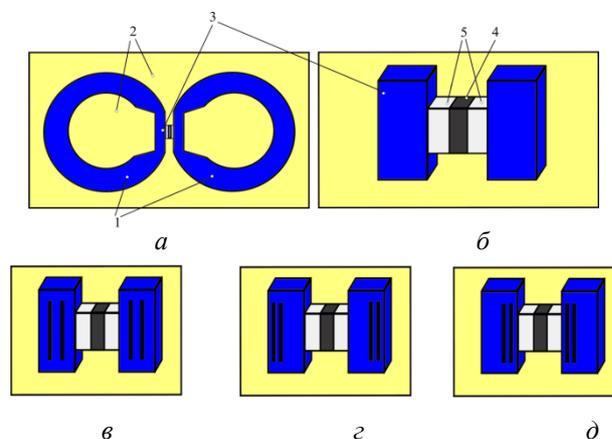
В КДМП в качестве КМП используют сверхпроводящие пленки, а в качестве МЧЭ различные структуры: джозефсоновские среды, магниторезистивные сверхпроводящие переходы, датчики Холла, датчики на эффектах спинтроники и др. [1, 2]. Оптимальная фрагментация активной полоски (АП) концентратора на чередующиеся сверхпроводящие ветви и прорезы приводит к добавочному повышению его коэффициента концентрации и понижению  $\delta B$  МЧЭ [3, 4]. Однако в планарном КДМП (КМП и МЧЭ расположены на одной плоскости) концентрируемое магнитное поле на МЧЭ имеет высокую степень неоднородного распределения на МЧЭ, что понижает эффективность КДМП.

Действительно, планарно расположенный пленочный КМП на расстоянии создает неоднородно распределенное магнитное поле, при этом степень его неоднородности  $i_h$  очень высока, когда в качестве концентратора служит сверхпроводящая пленка. В этом случае экранирующий ток в пленке может концентрироваться вблизи ее краев. В данной работе учитывается эта особенность планарной «широкой» сверхпроводящей пленки при ее использовании в качестве концентратора слабого магнитного поля. Согласно расчетам, прорезы, расположенные определенным образом в АП концентратора, уменьшают параметр  $i_h$  для магнитного поля на МЧЭ и тем самым увеличивают степень эффективности КМП.

Следует отметить, что подобную же задачу следует решить при дистанционной беспроводной передаче электромагнитной энергии в биологической среде [5]. Оптимальное расположение витков в планарно расположенной передающей катушке позволяет увеличить степень равномерного распределения магнитного поля на приемной катушке, и тем самым достигается высокая эффективность процесса неинвазивной передачи энергии.

## Результаты

На рис. 1 дан эскиз и обозначения элементов рассмотренного планарного КДМП. Допускается, что все части, нанесенные на подложку, имеют одинаковые толщины 10 нм, и этот параметр относительно других ничтожен и в расчетах не учитывается.



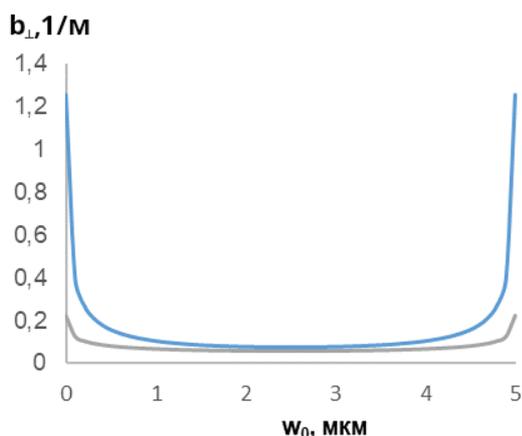
**Рис. 1.** Типичный эскиз планарного КДМП; *a*: 1 – кольца КМП, 2 – подложка, 3 – активные полоски (АП); *б*: 4 – МЧЭ, 5 – зазор между ближайшими краями АП и МЧЭ; *в*, *г*, *д* – различные расположения разрезов (темные полоски) в АП

Расчеты проводились согласно формулам для одного АП:

$$B_{\perp} = \mu_0 I b_{\perp}, \quad (1)$$

$$b_{\perp} = \frac{1}{2\pi\lambda_{\perp}} \left[ k_1 \int_0^{w_s/2} \frac{e^{-x/\lambda_{\perp}} dx}{(w_s + w_a + w_0 - x)} + k_2 \int_{w_s/2}^{w_s} \frac{e^{-(w_s-x)/\lambda_{\perp}} dx}{(w_s + w_a + w_0 - x)} \right], \quad (2)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $\lambda_{\perp}$  – глубина проникновения перпендикулярного магнитного поля,  $k_1, k_2$  – коэффициенты, определяющие доли половины ширины полосок, в которых текут соответствующие доли экранирующего тока  $I$ ,  $w_s, w_a, w_0$  – ширина АП, зазор между краями АП и МЧЭ и ширина МЧЭ, соответственно. Началом отсчета координат  $x = 0$  считается левый край левой АП. В конечном значении магнитного поля на МЧЭ учитывались поля, созданные левой и правой АП.



**Рис. 2.** Зависимость  $b_{\perp}(w_0)$  для случая  $w_s = 10$  мкм: синяя линия – АП не имеет разреза, серая – АП имеет один разрез, находящийся на оптимальном расстоянии  $l_s = 2$  мкм

На рис. 2 представлено типичное распределение концентрируемого магнитного поля на МЧЭ, полученного при следующих параметрах:  $w_s = 10$  мкм,  $w_a = 20$  нм,  $w_0 = 5$  мкм,  $\lambda_{\perp} = 0,25$  мкм. Видно, что степень неоднородного распределения концентрируемого магнитного поля на МЧЭ, определенная как  $i_h = b_{\max} / b_{\min}$ , значительно выше ( $\sim 16,1$ ) в случае отсутствия разреза и присутствия разреза ( $\sim 3,76$ ) при его оптимальном расположении в АП.

**Таблица 1.** Различные расчетные параметры КМП при ширине активной полосы 10 мкм

$n$	$l_s$ , МКМ	$\lambda_{\perp}$ , МКМ	$b_{av}$ , М <sup>-1</sup>	$b_{\min}$ , М <sup>-1</sup>	$i_h$	$E_{MFC}$ , М <sup>-1</sup>
0	0	0,25	0,1713	0,0781	16,12	0,0106
		1	0,0995	0,0244	6,82	0,0146
		4	0,0511	0,0388	3,7	0,0138
1	_8	0,25	0,1385	0,0688	13,32	0,0104
		1	0,0837	0,0555	5,87	0,0143
	_6	0,25	0,1089	0,057	10,46	0,0104
		1	0,0704	0,0499	4,74	0,0149
	_4	0,25	0,0774	0,0589	3,76	0,0206
		1	0,0556	0,0466	2,31	0,0241
_2	0,25	0,0774	0,0589	3,76	0,0206	
	1	0,0556	0,0466	2,31	0,0241	
2	_3_2	0,25	0,0774	0,0589	3,76	0,0206
		1	0,0556	0,0466	2,31	0,0241

Примечание: относительная точность расчетных параметров составляет  $\pm 1\%$ . Расстояние разреза от края АП обозначено нижним подчеркиванием

В табл. 1 приведены расчетные параметры концентратора при  $w_s = 10$  мкм. При этом использовались следующие обозначения:  $n$  – количество разрезов,  $l_s$  – расстояние разреза от края АП, ближнего относительно МЧЭ,  $b_{av}$  – среднее значение параметра  $b_{\perp}$ ,  $b_{\min}$  – минимальное значение  $b_{\perp}$ ,  $E_{MFC}$  – эффективность концентратора, вычисляемая как  $b_{av} / i_h$ .

Приведенные данные на рис. 2 и в табл. 1 являются типичными для проведенных исследований. Подобные зависимости расчетных параметров ( $b_{av}$ ,  $b_{\min}$ ,  $i_h$ ,  $E_{MFC}$ ) наблюдаются для других ширин (30 мкм, 60 мкм) АП. Во всех случаях реализуются высокие значения  $i_h$ . В частности, для случая АП  $w_s = 30$  мкм,  $\lambda_{\perp} = 0,250$  мкм гетероэпитаксиального слоя ниобия (низкотемпературный сверхпроводник – НТСП) получено  $i_h \approx 11,5$ . Для пленки системы  $\text{Bi2223}$   $w_s = 30$  мкм,  $\lambda_{\perp} = 4$  мкм (высокотемпературный сверхпроводник – ВТСП) получено  $i_h \approx 3$ . Показатель  $i_h$  для случая ВТСП лучше, чем в случае НТСП, однако при ВТСП получается в несколько раз меньшее значение  $b_{av}$ . Следовательно, параметр эффективности КМП для пленки НТСП превышает  $E_{MFC}$  для пленки ВТСП. Нанесение разрезов в определенном месте на АП существенно уменьшает параметр  $i_h$  и увеличивает  $E_{MFC}$  концентратора, что следует из данных, приведенных в табл. 1. С увеличением количества разрезов  $n$  растет  $E_{MFC}$ , но значительно меньше относительно роста в случае  $n = 1$ . Согласно данным, приведенным в табл. 1, параметр  $E_{MFC}$  больше в 2 раза при  $n = 1$ , чем при  $n = 0$  (отсутствует разрез), а при  $n = 2$   $E_{MFC}$  увеличивается всего на 17% относительно случая при  $n = 1$  (см. рис. 1,  $\delta$ ).

## Выводы

Установлено, что степень неоднородного распределения магнитного поля на магниточувствительном элементе значительно уменьшается при нанесении разрезов в его активной полоске, при этом за счет уменьшения степени неоднородности увеличивается эффективность концентратора магнитного поля. Максимальный положительный эффект достигается, когда разрезы располагаются на определенных местах в активной полоске концентратора. Высокая эффективность концентратора обуславливает высокую магниточувствительность КДМП, что может быть сравнимо с уровнем СКВИД, который применяют в медицинской диагностике.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (Проект FSMR-2024-0003).

## Литература

1. D. Robbes // Sens. and Actuat. A. 2006. V. 129, no. 1. P. 86–93.
2. M. Pannetier-Lecoeur, L. Parkkonen, N. Sergeeva-Chollet, et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. Art. 153705.
3. L. Ichkitidze and A. Mironyuk // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2012. V. 472, no. 1. P. 57–59.
4. L. Ichkitidze // AIP Advances. 2013. V. 3, no. 6. Art. 062125.
5. B. Minnaert, L. De Strycker and N. Stevens // ACES JOURNAL. 2017. V. 32, no. 12. P. 1056–1063.

# Возможность управления прецессией намагниченности в шунтированном Фи-0-переходе

О. А. Кибардина<sup>1</sup>, Ю. М. Шукринов<sup>1,2,3</sup>, И. Р. Рахронов<sup>1,2,3</sup>, С. А. Абдельмонейм<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Государственный университет Дубна, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Кафедра физики, факультет естественных наук, Университет Менофия, Шибин-эль-Ком, Египет

Управление магнитными свойствами Фи-0-перехода сегодня привлекает много внимания в связи с перспективами применения в сверхпроводниковой электронике и спинтронике. Нами исследована динамика Фи-0 джозефсоновского перехода, шунтированного  $LC$ -элементами. Показана возможность управления магнитной прецессией, в частности, продемонстрировано увеличение амплитуды магнитной прецессии в области параллельного резонанса. Показано, что этот эффект усиливается с увеличением параметров Фи-0-перехода, таких как спин-орбитальное взаимодействие, отношение джозефсоновской энергии к магнитной энергии и величина гильбертовского затухания.

## Введение

Аномальный эффект Джозефсона, заключающийся в возникновении фазового сдвига в ток-фазовом соотношении джозефсоновских переходов (ДП) с ферромагнитными слоями (F-слой), привлекает внимание как теоретиков, так и экспериментаторов в связи с возникновением возможности управления намагниченностью посредством сверхпроводящего тока [1, 2]. Такие ДП называют Фи-0-переходами, и они являются перспективными для задач сверхпроводниковой электроники и спинтроники. При этом фазовый сдвиг обусловлен взаимодействием сверхпроводящего тока с намагниченностью ферромагнетика и пропорционален величине спин-орбитальной связи в нецентросимметричных материалах с нарушенной симметрией относительно обращения времени.

В настоящей работе нами рассмотрен способ управления намагниченностью с помощью шунтирования  $LC$ -элементами, который является одним из наиболее эффективных методов воздействия на резонансные свойства джозефсоновских структур, приводящих к появлению в системе дополнительных резонансов.

## Теоретическая модель

Сверхпроводящая разность фаз  $\varphi$  и вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  F-слоя являются двумя связанными динамическими переменными в ДП с тонким F-слоем. Динамика вектора намагниченности описывается уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта [1]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[ \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – гильбертовское затухание,  $M_0$  – намагниченность насыщения. Здесь  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  обозначает векторы эффективного магнитного поля, которое определяется выражением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{K}{M_0} \left[ Gr \sin \left( \varphi - r \frac{M_y}{M_0} \right) \hat{y} + \frac{M_z}{M_0} \hat{z} \right],$$

где  $K$  – постоянная анизотропии,  $G$  – отношение джозефсоновской энергии к магнитной,  $r$  – параметр спин-орбитального взаимодействия.

Динамика джозефсоновской разности фаз описывается в рамках резистивной модели с учетом шунтирующих  $LC$ -элементов. В свою очередь, динамика образованного  $LC$ -контур описывается уравнением второго порядка для напряжения на шунтирующей емкости  $u_c$  [3].

Учитывая вышесказанное, можно написать следующую замкнутую систему уравнений для описания динамики Фи-0-перехода, шунтированного  $LC$ -контуром в нормированных величинах:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{ -m_y m_z + Gr m_z \sin(\varphi - r m_y) - \\ &\quad - \alpha [m_x m_z^2 + Gr m_x m_y \sin(\varphi - r m_y)] \}, \\ \frac{dm_y}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{ m_x m_z - \\ &\quad - \alpha [m_y m_z^2 - Gr (m_z^2 + m_x^2) \sin(\varphi - r m_y)] \}, \\ \frac{dm_z}{dt} &= \frac{\omega_F}{1 + \alpha^2 m^2} \{ -Gr m_x \sin(\varphi - r m_y) - \\ &\quad - \alpha [Gr m_y m_z \sin(\varphi - r m_y) - m_z (m_x^2 + m_y^2)] \}, \\ \frac{dV}{dt} &= I + \beta \left( \frac{d\varphi}{dt} - r \frac{dm_y}{dt} \right) - \sin(\varphi - r m_y) - C \frac{du_c}{dt}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= V, \\ \frac{dU}{dt} &= \frac{1}{LC} (V - u_c), \\ \frac{du_c}{dt} &= U, \end{aligned}$$

где  $m_i$  – компоненты  $\mathbf{M}$ , нормированные на  $M_0$ ,  $\omega_F$  – собственная частота ферромагнитного резонанса,

$I$  – базовый ток,  $\beta$  – параметр диссипации ДП. В этой системе уравнений частота  $\omega_F$  нормирована на характеристическую частоту ДП  $\omega_c$ , время  $t$  на  $\omega_c^{-1}$ , напряжение  $V$  и  $u_c$  на  $V_c = h\omega_c/2e$ , базовый ток на критический ток. ДП с  $LC$ -элементами образуют резонансный контур с собственной частотой  $\omega_{rc} = \sqrt{(1 + C)/LC}$  [3].

## Результаты

На рис. 1 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ), рассчитанная при значениях параметров модели  $\alpha = 0,001$ ,  $G = 0,05$ ,  $r = 0,05$ ,  $\omega_F = 3$  и

$\beta = 0,1$ . Значения шунтирующей емкости и индуктивности равнялись  $C = 12,5$  и  $L = 0,12$ , что соответствует собственной частоте  $\omega_{rc} = 3$ . В процессе вычисления ВАХ для получения резонансной ветви, направления тока менялось несколько раз (двухпетлевая ВАХ). Изменение тока на рисунке обозначено буквами OABOCDEFBO.

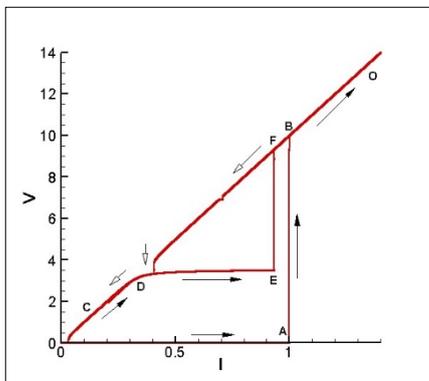


Рис. 1. ВАХ Фи-0-перехода, шунтированного LC-элементами при  $C = 12,5$ ,  $L = 0,12$ ,  $\omega_{rc} = 3$

На рис. 2 представлены ВАХ и зависимость амплитуды компоненты намагниченности  $m_y$  от внешнего тока, рассчитанные для  $\omega_F = 3$  и параметров шунтирования  $L = 0,2$  и  $C = 0,125$ , которым соответствует частота  $\omega_{rc} = 6,7$ . В этом случае реализуемые резонансы практически не влияют друг на друга.

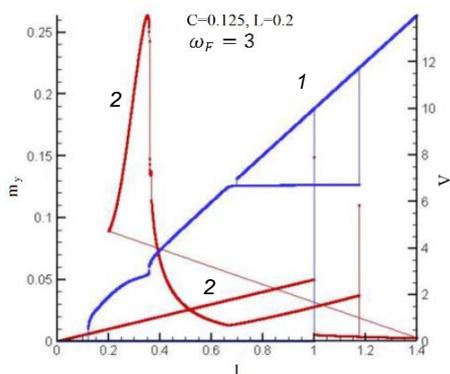


Рис. 2. ВАХ (1) и зависимость амплитуды  $m_y$  (2) от внешнего тока при  $L = 0,2$ ,  $C = 0,125$  ( $\omega_{rc} = 6,7$ ) и  $\omega_F = 3$

Как видно, в связи с реализацией ферромагнитного резонанса наблюдается рост амплитуды  $m_y$  и одновременно на ВАХ возникает резонансная ветвь, связанная с ферромагнитным резонансом при частоте  $\omega_F = 3$ . При частоте  $\omega_{rc} = 6,7$  реализуется параллельный резонанс в резонансном контуре, что приводит к возникновению на ВАХ соответствующей резонансной ветви. Интересным фактом является то, что в области параллельного резонанса наблюдается рост амплитуды  $m_y$ . Это связано с тем, что в области параллельного резонанса возникает независимый от времени сверхпроводящий ток и он растет по мере роста амплитуды напряжения в резонансном контуре. Рост сверхпрово-

дящего тока, в свою очередь, приводит к возникновению компоненты эффективного поля, которое определяет характер изменения намагниченности.

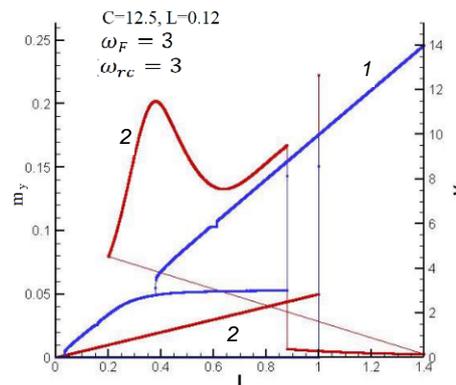


Рис. 3. ВАХ (1) и зависимость амплитуды  $m_y$  (2) от внешнего тока при  $L = 0,12$ ,  $C = 12,5$  ( $\omega_{rc} = 3$ ) и  $\omega_F = 3$

Данный эффект наблюдается, даже если частоты  $\omega_{rc}$  и  $\omega_F$  близки друг к другу. Например, на рис. 3 показаны ВАХ и зависимость амплитуды  $m_y$  от внешнего тока, рассчитанные при тех же значениях параметров модели  $L = 0,12$ ,  $C = 12,5$ , которым соответствует частота  $\omega_{rc} = 3$ . Видно, что и в этом случае резонанс в колебательном контуре приводит к росту  $m_y$ . Отметим, что смещение пика ферромагнитного резонанса от резонанса в LC-контуре связано с наличием гильбертовского затухания, т. е. из-за наличия затухания ФМР реализуется при частоте, меньшей  $\omega_F = 3$ .

## Заключение

В заключении отметим, что нами показано влияние параллельного резонанса в резонансном контуре на динамику намагниченности в шунтированном Фи-0-переходе. Показано, что в результате реализации параллельного резонанса возникает независимый от времени сверхпроводящий ток и он растет по мере роста амплитуды напряжения в резонансном контуре. Рост сверхпроводящего тока, в свою очередь, приводит к возникновению компоненты эффективного поля, и это эффективное поле является причиной наклона намагниченности к оси  $y$ . Таким образом, нами продемонстрировано, что с помощью резонанса в LC-контуре можно управлять намагниченностью ферромагнитного слоя.

Полученные физические результаты поддержаны РФФ в рамках проекта № 22-42-04408. Численные расчеты проведены при финансовой поддержке РФФ в рамках проекта № 22-71-10022.

## Литература

1. F. Korschelle, A. Buzdin // Physical Review Letters. 102, 017001 (2009).
2. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta // Physical Review. B. 99(22), 224513 (2019).
3. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. V. Kulikov, and P. Seidel // Europhysics Letters. 110. 47001 (2015).

# Исследование термодинамического излучателя с СВЧ-разогревом для калибровки RFTES-детектора

Т. М. Ким<sup>1,\*</sup>, А. В. Меренков<sup>1</sup>, В. И. Чичков<sup>1</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

\*kim.tatyana.mail@gmail.com

В работе представлены экспериментальные данные по тестированию нового микроминиатюрного термодинамического излучателя на основе разогрева микромостика из ниобия на частоте 1,4 ГГц с излучающей двушелевой сверхпроводящей антенной диапазона 550–750 ГГц при физической температуре излучающего чипа 60 мК. Анализируется оптическое воздействие излучателя на RFTES-детектор того же диапазона.

## Введение

Недавно продемонстрированные RFTES-детекторы показали свою эффективность в области терагерцовых частот [1]. Наличие калиброванного источника шума является необходимым условием для определения чувствительности терагерцовых сенсоров вообще и RFTES-детектора в частности. Аттестация сверхчувствительных сенсоров, как правило, происходит внутри криорефрижераторов при температурах ниже 300 мК, что требует низкого тепловыделения источников калиброванного шума. В этих условиях использование традиционных источников на основе черного тела затруднено, так как характеризуется большой тепловой инерцией и значительным тепловыделением, что не позволяет определить скорости отклика исследуемого детектора. Использование в качестве источника калиброванного шума микроминиатюрного излучателя с малой мощностью нагрева и малой инерцией позволит заменить традиционные достаточно массивные чернотельные источники и принципиально уменьшить тепловыделение и увеличить быстродействие такого калибратора.

Микроминиатюрный излучатель представляет собой линзовую антенну высокой направленности, согласованную с пленочным резистором с известной температурой. Пленочный резистор представляет собой генератор термодинамического шума, аналогично согласованной нагрузке. Детектор и излучатель устанавливаются друг напротив друга, как представлено на рис. 1, что позволяет получить эффективность передачи энергии близкую к 1. Наш новый излучатель конструктивно аналогичен RFTES-детектору, за исключением того, что микромостик изготовлен из материала с критической температурой около 6 К (проксимитизированный ниобий). Как показано теоретически в работе [2], концепция микроминиатюрного излучателя позволяет локализовать тепловыделение и минимизировать разогрев чипа.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию оригинального излучателя с СВЧ-разогревом абсорбера, предназначенного для аттестации RFTES-детектора в диапазоне физических температур 30–500 мК. Микромостик из ниобия разогревается СВЧ-током резонатора до резкого уменьшения добротности измеряемого резонанса. Такое изменение добротности соответствует критической температуре мостика, что является реперной точкой, используемой для определения мощности термодинамиче-

ского излучения. Для расчета излученной мощности следует учитывать планковское распределение спектральной плотности чернотельного излучения. Температура источника модулируется путем изменения мощности накачки резонатора с центральной частотой около 1,4 ГГц, не совпадающей (отстроенной) с частотой резонатора испытываемого RFTES. Теплопроводность ниобиевого мостика в источнике шума значительно выше, чем у мостика из гафния в RFTES-детекторе, что означает быстродействие источника шума значительно более высокое, чем быстродействие RFTES-детектора, и такой излучатель может быть использован не только для определения оптической чувствительности RFTES-детектора, но и для определения его быстродействия.

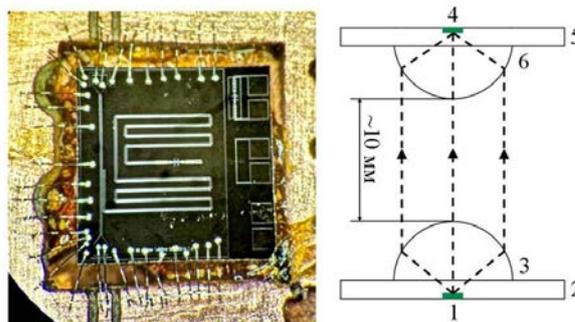
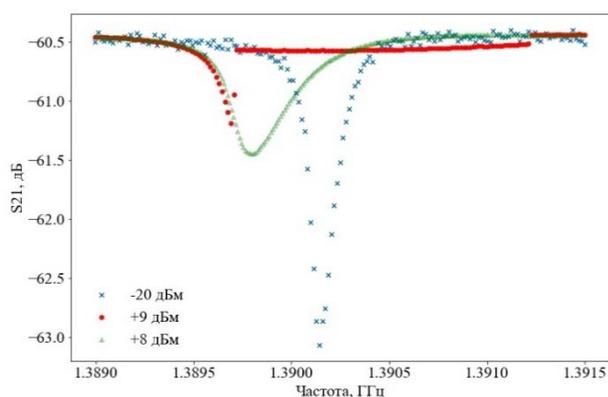


Рис. 1. Чип микроизлучателя (слева). Схема (справа) передачи сигнала от чипа излучателя 1 сквозь подложку 2 и линзу 3 к детектору 4 через подложку 5 и линзу 6 [2]. Детектор и излучатель имеют независимые цепи смещения СВЧ-током

## Предварительные результаты

Микроизлучатель и детектор устанавливались в криостат растворения и тестировались при температуре 60 мК. Чип детектора 5 (рис. 1) имеет хороший тепловой контакт с криостатом и одновременно теплоизолирован от микроизлучателя. Микроизлучатель, также имеющий независимый тепловой контакт с криостатом, разогревался СВЧ-мощностью в диапазоне  $-20 \div +9$  дБм (на выходе измерителя) при центральной частоте резонанса  $\sim 1,39$  ГГц. Переход из сверхпроводящего состояния в нормальное для микроизлучателя происходил при мощности накачки, равной +9 дБм (рис. 2), что с учетом ослабления холодного аттенуатора 20 дБ и подводящего кабеля длиной 2 м составляет  $-13 \div -14$  дБм, или 40–50 мкВт на входе чипа излучателя.



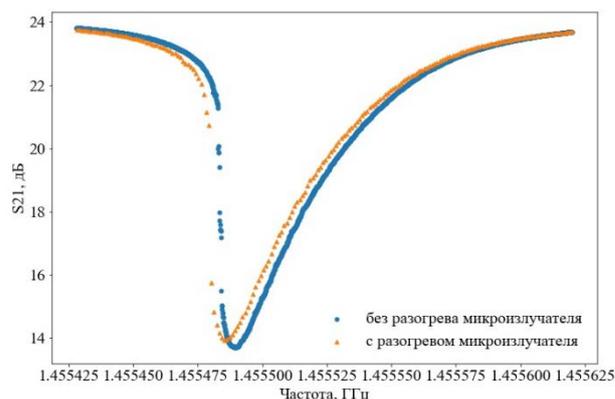
**Рис. 2.** Резонансные кривые микроизлучателя, позволяющие определить мощность накачки, необходимую для разогрева микроэлемента из ниобия для перевода его в нормальное (резистивное) состояние

Отклик RFTES-детектора из гафния измерялся при подаваемой мощности накачки  $-46$  дБм, которая с учетом кабеля и холодного аттенюатора соответствовала мощности на чипе  $-77 \div -78$  дБм ( $16\text{--}20$  пВт). В режиме с максимальной чувствительностью на резонансной кривой RFTES-детектора появляется особенность, связанная с нелинейным эффектом кинетической индуктивности. Частота резонатора для считывания детектора (около  $1,455$  ГГц) и частота резонатора излучателя намеренно сделаны разными, чтобы избежать их взаимодействия. Разогрев микроизлучателя до нормального состояния мощностью накачки  $+9$  дБм дало четкий отклик резонанса RFTES-детектора, представленный на рис. 3.

Следует отметить, что длительный разогрев микроизлучателя, установленного на ступень растворения при температуре  $60$  мК, мощностью  $40\text{--}50$  мкВт ( $+9$  дБм на входе криостата) приводил к постепенному перегреву системы криостатирования, что можно объяснить недостаточной холодильной мощностью нашего криостата (номинально  $\sim 100$  мкВт). Это говорит о том, что имеющийся вариант устройства еще не оптимизирован и требует отвод тепла на другую, более мощную ступень криостата.

## Выводы

Проведено экспериментальное исследование отклика болометрического RFTES-детектора из гафния



**Рис. 3.** Отклик RFTES-детектора из гафния на разогрев микроизлучателя из ниобия СВЧ-мощностью  $40\text{--}50$  мкВт

на СВЧ-разогрев микроизлучателя из ниобия в резонаторе при температуре  $60$  мК малой СВЧ-мощностью  $\sim 40$  мкВт. В качестве предварительных результатов можно отметить следующее. Был получен четкий отклик RFTES-детектора, который не связан с разогревом чипа детектора и может быть ассоциирован с чернотельным излучением. В соответствии с полученными данными о перегрузке ступени растворения можно сделать вывод о необходимости снижения мощности СВЧ-накачки термодинамического излучателя, что возможно при коррекции схемы включения излучающего микроэлемента в резонатор.

## Финансирование

Исследование поддерживалось грантом № K2-2022-029 в рамках проекта «Квантовый интернет» программы Стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

## Литература

1. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // Физика твердого тела. 2022. Т. 64, № 10. С. 1404–1411 (Merenkov A. V., Kim T. M., Chichkov V. I., Kalinkin S. V., Shitov S. V. Physics of the Solid State. 2022. Vol. 64, no. 10. P. 1387–1393).
2. Т. М. Ким, С. В. Шитов // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 24. С. 13–16 (T. M. Kim, S. V. Shitov // Technical Physics Letters. 2022. Vol. 48, no. 15. P. 54–57).

# Исследование линий передачи на основе NbTiN/Al в частотном диапазоне выше 1 ТГц

Н. В. Кинев<sup>1,\*</sup>, А. М. Чекушкин<sup>1</sup>, Ф. В. Хан<sup>1,2</sup>, К. И. Рудаков<sup>1,3</sup>, Н. М. Котова<sup>1,2</sup>, В. П. Кошелец<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 7, Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

\*nickolay@hitech.cplire.ru

В работе исследованы сверхпроводниковые линии передачи на основе NbTiN/Al в качестве высокочастотных линий для работы на частотах до 1,1 ТГц. Численно смоделированы и изготовлены схемы для исследования поглощения в тонкопленочных структурах, содержащие приемную щелевую антенну ТГц-диапазона, набор микрополосковых линий передачи на основе исследуемых структур, а также согласованный с линией детектор на основе туннельного перехода «сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник». Поставлен эксперимент по регистрации внешнего сигнала лампы обратной волны (ЛОВ) на частоте около 1,1 ТГц, демонстрирующий успешную работу разработанных линий передачи NbTiN/Al на частотах выше 1 ТГц, где неприменимы традиционные линии передачи на основе Nb.

## Введение

Высокочувствительные детекторы терагерцового (ТГц) диапазона в настоящее время востребованы в целом ряде областей, таких как связь, биомедицина, астрофизические исследования, молекулярная спектроскопия [1–3]. Криогенные сверхпроводниковые детекторы являются наиболее чувствительными на сегодняшний день в ТГц-диапазоне [4], одним достаточно распространенным типом которых является туннельный переход «сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник» (СИС). В большинстве существующих приемных систем на основе туннельных переходов в качестве электродов СИС-перехода используется ниобий (например, Nb/AlOx/Nb) либо нитрид ниобия (например, Nb/AlN/NbN), работающие при температуре кипения жидкого гелия 4,2 К. Для таких переходов наиболее традиционными линиями передачи сигналов являются тонкие пленки ниобия, изготавливаемые с использованием таких же технологических процессов. Они обладают максимальной рабочей частотой около 750 ГГц, выше которой значительно возрастают потери в пленках в связи с фундаментальным ограничением, обусловленным энергетической щелью сверхпроводника  $\Delta$ , согласно теории Маттиса – Бардина [5]. В системах, работающих на частотах до 1 ТГц и выше, необходимо использование более высокочастотных линий передачи из материалов с более высоким значением  $\Delta$ . Наиболее подходящими для таких задач являются линии передачи на основе NbTiN, имеющие фундаментальное ограничение порядка 1,4 ТГц [6, 7]. Целью данной работы является разработка, изготовление и исследование сверхпроводниковых интегральных схем для изучения характеристик линий передачи на основе NbTiN/Al с рабочими частотами выше 1 ТГц.

## Численное моделирование и изготовление

Была разработана и численно промоделирована топология интегральной схемы, содержащей СИС-переходы на основе Nb/AlN/NbN, включенные в ТГц-линию передачи с нижним электродом из NbTiN и верхним электродом из Al и выполняющие роль де-

текторов внешнего ТГц-сигнала. Топология микросхемы показана на рис. 1 и состоит из входной щелевой антенны, выполненной в нижнем электроде NbTiN интегральной структуры, детекторов на основе двойных параллельно соединенных СИС-переходов площадью 1 мкм<sup>2</sup> каждый, а также исследуемой линии передачи, согласованной с антенной по входу и СИС-переходами по выходу. Двойные СИС-переходы вместо одиночных используются для увеличения ширины приемной полосы частот при помощи взаимной отстройки емкости переходов индуктивностью соединяющей их линии. В схеме использованы традиционные отрезки микрополосковой линии, имеющие длину  $\lambda/4$  и  $3\lambda/4$ , где  $\lambda$  – длина волны принимаемого излучения (далее – короткая и длинная секции соответственно). Разница между принимаемой детектором мощностью в длинной и короткой секциях позволяет в дальнейшем оценивать потери в микрополосковой линии и определять параметры тонких пленок. Микросхема с интегральной структурой устанавливается в фокусе полуэллиптической кремниевой линзы, что формирует квазиоптический линзово-антенный приемный тракт. Криогенный модуль с интегральной структурой помещается в вакуумном заливном криостате с рабочей температурой 4,2 К.

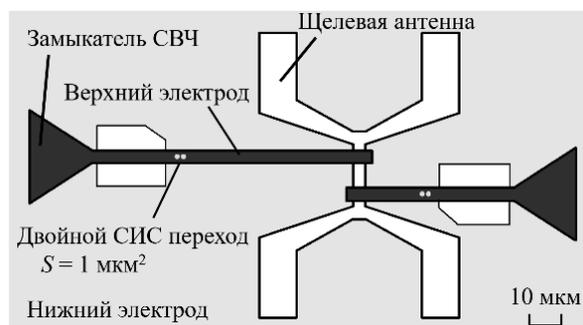
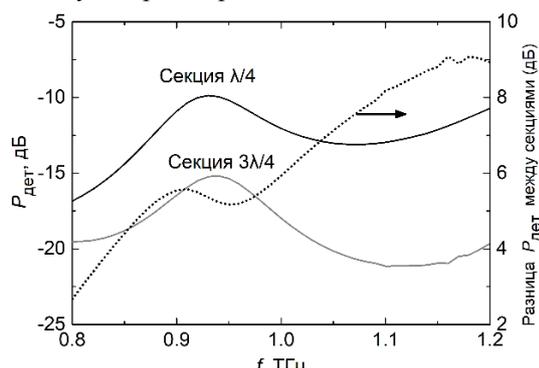


Рис. 1. Топология сверхпроводниковой интегральной схемы для исследования поглощения в линии передачи NbTiN/Al

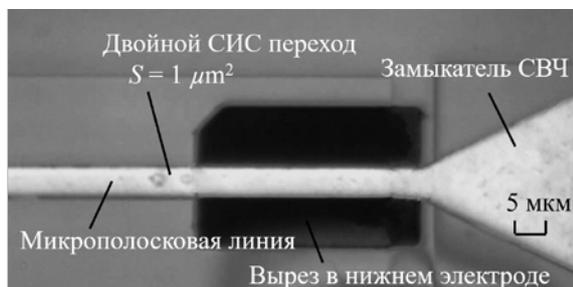
Результаты численных расчетов детектируемой мощности в короткой и длинной секциях представлены на рис. 2. Частота наиболее эффективного детектирования практически совпадает для двух секций с точностью до 10 ГГц и составляет около 0,93 ТГц. В то же время детектируемая мощность в длинной

секции в окрестности частоты 1,05 ТГц практически на порядок (8 дБ) ниже, чем в короткой секции, что показано пунктирной кривой.



**Рис. 2.** Результаты численного расчета детектируемой мощности в короткой (черная сплошная кривая) и длинной (серая сплошная кривая) секциях и разница между ними (пунктирная кривая)

Экспериментальные образцы микросхем описанной топологии изготовлены методами магнетронного распыления и оптической УФ-литографии, фотошаблоны с субмикронной точностью размеров изготавливались при помощи электронно-лучевой литографии. Технология изготовления туннельных переходов Nb/AlN/Nb, Nb/AlN/NbN с использованием традиционных линий передачи Nb/Nb достаточно детально описана в [8], а технология туннельных переходов, встроенных в линии передачи NbTiN/Al, обсуждалась в [9]. Микрофотография изготовленной структуры (участок длинной секции) показана на рис. 3.

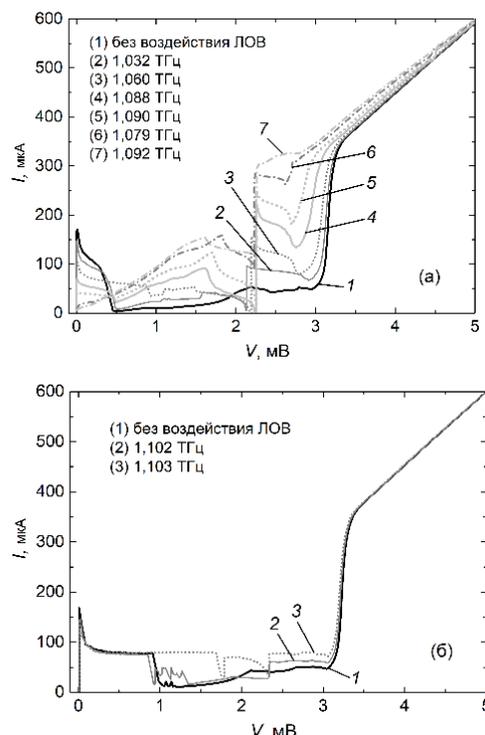


**Рис. 3.** Микрофотография центральной части изготовленной микросхемы

### Экспериментальные результаты

Для охлаждения структур использован вакуумный криостат 4,2 К, заливаемый жидким гелием. Для накачки СИС-детекторов ТГц-сигналом и исследования свойств линий передачи в качестве внешнего генератора использован мощный источник на основе ЛОВ с рабочим диапазоном выходных частот порядка 0,9–1,1 ТГц.

Воздействие ТГц-сигнала ЛОВ на детектор регистрировалось путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) СИС-перехода. Характерные токи через переход составили до 1000 мкА. Семейства измеренных ВАХ СИС-переходов представлены на рис. 4 для короткой (а) и длинной (б) секций. Экспериментальные результаты качественно соответствуют численным, в которых накачка в длинной секции оказалась практически на порядок слабее (–8 дБ), чем в короткой.



**Рис. 4.** Серии ВАХ СИС-детекторов в короткой (а) и длинной (б) секциях под воздействием сигнала ЛОВ различной мощности и частоты

### Выводы

Была получена мощная накачка СИС-детекторов Nb/AlN/NbN, встроенных в линии передачи NbTiN/Al, сигналом ЛОВ в диапазоне 1,02–1,1 ТГц, что демонстрирует успешное функционирование разработанных линий передачи для задач с целевой частотой выше 1 ТГц.

При проведении исследований была использована уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-00019, <https://rscf.ru/project/23-79-00019/>.

### Литература

- Dexheimer S. L. Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications. New York: CRC Press, 2008.
- Plusquellic D. F., Siegrist K., Heilweil E. J., Esenturk O. // ChemPhysChem. 2007. V. 8, no. 17. P. 2412.
- Davies A. G., et al. // Mater. Today. 2008. V. 11, no. 3. P. 18.
- Tucker J. R., Feldman M. J. // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57, no. 4. P. 1055.
- Mattis D. C., Bardeen J. // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 412.
- Kooi J. W., et al. // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1998. V. 19, no. 3. P. 373.
- Jackson B. D., et al. // IEEE Trans. 2001. V. AS-11. P. 653.
- Dmitriev P. N., et al. // IEEE Trans. 2003. V. AS-13. P. 107.
- Чекушкин А. М., Филиппенко Л. В., Фоминский М. Ю., Кошелец В. П. // ФТТ. 2022. Т. 64, № 10. С. 1399.

# Прогресс в разработке, проектировании и изготовлении джозефсоновских нейросетей

Н. В. Кленов<sup>1,2,\*</sup>, А. Е. Щеголев<sup>3</sup>, И. И. Соловьев<sup>2,3</sup>, С. В. Бакурский<sup>2,3</sup>,  
М. В. Бастракова<sup>4</sup>, М. Ю. Куприянов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>3</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,

Ленинские горы, 1, 119991

<sup>4</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\*nvklenov@mail.ru

В работе разбираются проблемы разработки, создания и применения сверхпроводниковых нейронных сетей: обсуждается актуальность такого подхода к реализации нейроморфных вычислительных систем; разбираются известные подходы к созданию сверхпроводниковых нейросетей; обсуждаются особенности функционирования биоподобных (спайковых) нейронов, аксонов и синапсов, выделяются ограничения в функционале существующих элементов и предлагаются способы его расширения; рассматриваются ключевые элементы адиабатических сверхпроводниковых нейросетей (сигма- и гаусс-нейроны, обучающие ячейки, синапсы); анализируется возможность функционирования ячеек адиабатических сверхпроводниковых нейросетей в квантовом режиме.

## Введение

В современных условиях стремительного прогресса в области информационно-телекоммуникационных технологий и активного развития систем искусственного интеллекта постепенно появляются нейроморфные решения, реализованные на аппаратном, а не на программном уровне.

Существует ряд задач, где требуется сочетание высокой скорости работы и энергоэффективности от элементной базы упомянутых нейроморфных решений. Примером таких задач является сигнальный со-процессор, предназначенный для обработки сложных сигналов, получаемых с квантового компьютера или матриц квантовых детекторов. Нейросетевой подход позволяет оперативно выделять и обрабатывать характерные паттерны в таких данных.

В настоящее время ведутся активные работы по созданию как оптимальных нейроморфных архитектур специализированных процессоров, так и по замене их полупроводниковой элементной базы альтернативными компонентами. Это связано с трудностями, возникающими при реализации базовых элементов нейросетей, таких как нейроны и синапсы, на основе цепей транзисторной логики – каждый элемент требует десятка транзисторов, что значительно ограничивает уровень сложности создаваемой схемы, и одновременно с этим сами схемы характеризуются избыточным количеством элементов и невысокой энергоэффективностью.

Еще более проблематичным выглядит использование полупроводниковых компонент в гибридных вычислительных системах вместе со сверхпроводниковыми квантовыми процессорами. Ввиду необходимости управления и считывания состояний кубитов при помощи полупроводниковых со-процессоров через высокочастотные кабели, увеличение количества элементов в квантовом процессоре для проведения более сложных и масштабных вычислений пропорционально увеличивает тепловую нагрузку на систему охлаждения. Большая длина кабелей увеличивает время реализации протоколов, таких как протокол коррекции ошибок. В результате такое гибридное решение (совмещение полупроводниковой и сверх-

проводниковой элементных баз) приводит к ограничению на быстродействие системы и ограничивает сверху количество выполняемых операций, ухудшает ее энергоэффективность и значительно увеличивает стоимость устройства в целом.

Решением может стать переход к новой, более энергоэффективной технологии, представляющей также возможность функционирования схем при сверхнизких температурах.

## Адиабатические джозефсоновские нейросети

За последние 10 лет были предложены, исследованы и спроектированы базовые элементы нейронных сетей (как простейшего персептрона, так и сети на радиальных базисных функциях, RBF-сети) на основе концепций самой энергоэффективной на сегодняшний день адиабатической сверхпроводниковой логики (ASL, Adiabatic Superconductor Logic). Базовой ячейкой в данном подходе является давно известный одно- (для персептрона) и двухконтактный (для RBF-сети) сверхпроводящий джозефсоновский интерферометр, известный также как «адиабатический квантовый потоковый параметрон». Информация в таком потоковом параметроне закодирована через направление циркуляции магнитного потока внутри сверхпроводящего контура ячейки. Для передачи магнитного потока определенного направления от одной ячейки к другой связанные через трансформаторы элементы последовательно смещаются током питания, причем оказалось, что можно подобрать вид и параметры интерферометра так, чтобы передаточная характеристика имела подходящий для нейросетей (сигмоидальный) вид. Экспериментально измеренное энергопотребление адиабатического квантового параметрона при передаче информации с тактовой частотой 5 ГГц составило  $10^{-20}$  Дж, что на порядок меньше характерной энергии переключения джозефсоновского контакта в обычных схемах джозефсоновской быстрой одноквантовой логики (RSFQ-логики) и на пять порядков меньше характерной энергии, потребляемой полупроводниковым транзистором.

Также удалось продемонстрировать, что предложенная адиабатическая сверхпроводящая логическая ячейка может функционировать в качестве вспомогательного кубита, сохраняя при этом свою «классическую» функциональность как элемента сети типа персептрон. Би-функциональные ячейки, которые могут действовать как адиабатические нейроны или кубиты, потенциально могут быть использованы для «экономии» места на гибридных квантово-классических чипах, а также для моделирования работы неклассического мозга.

### Спайковые джозефсоновские нейросети

Спайковые нейронные сети (СНС) – третье поколение нейронных моделей, наиболее близко имитирующие биологическую активность нервной ткани и кодирующее информацию последовательностями спайков. Реализация СНС весьма востребована как для высокоскоростного моделирования нервной активности биологических живых тканей, так и для систем реального времени, необходимых для создания и совершенствования двунаправленных интерфейсов «мозг-компьютер».

Изучение разработанного в МГУ спайкового нейрона на основе трех джозефсоновских контактов (3JJ) позволило обнаружить удобный механизм переключения между режимами функционирования путем изменения величины тока смещения при фиксированных значениях остальных ключевых параметров системы, таких как геометрический размер джозефсоновских контактов (отвечает за значение критического тока контакта, его емкость и параметр демпфирования) и величины индуктивных элементов. В отличие от предложенного ранее двухконтактного спайкового нейрона разработанный у нас трехконтактный спайковый нейрон позволяет не только работать в широком диапазоне значений параметров джозефсоновских структур, но и устанавливать нужный режим работы: режим нормального функционирования (regular mode), режим «взрывной активности» (bursting mode), режим травмированного нейрона (injury mode) и «мертвый», или спящий, режим (dead mode).

Для передачи сигнала (spike trains) от одного спайкового нейрона к другому были разработаны сверхпроводниковые аналоги аксона и синапса, роли которых исполняют джозефсоновская линия передачи (Josephson Transmission Line, JTL) и RLCJ-фильтр (RLC-фильтр, к которому параллельно подключен джозефсоновский контакт). JTL является хорошо известным решением в RSFQ-схемотехнике и используется для передачи импульсов напряжения (в нашем

случае спайков) от одного блока к другому (или от одного нейрона к другому). Выбор модифицированного RLC-фильтра обоснован тем, что для решаемых задач необходима нелинейная функция пропускаемого сигнала для имитации синаптической пластичности – STDP (Spike-timing-dependent plasticity): чем реже приходят импульсы напряжения, тем с меньшей вероятностью они должны проходить через синапс к следующему нейрону, и наоборот, чем чаще приходят, тем в большем количестве проходят. Другими словами, частотная характеристика фильтра должна быть таковой, чтобы выше определенной частоты следования импульсов ( $\omega_{STDP}$ ) все импульсы проходили через синапс, а меньше – либо проходили редко, либо не проходили совсем, а обычный RLC-фильтр до проведенной нами модернизации не обладал подходящей амплитудно-частотной характеристикой.

С использованием двух 3JJ спайковых нейронов, JTL и RLCJ-фильтра была продемонстрирована передача спайковых последовательностей от одного нейрона к другому.

### Выводы

Можно сделать вывод, что, несмотря на значительное количество проблем, сверхпроводящие нейроны, будь то адиабатические или биоподобные, находятся в процессе превращения из фундаментальной концепции в применяемые на практике устройства.

### Финансирование

Моделирование работы квантово-классических нейроморфных ячеек выполнено при поддержке гранта РФФИ № 22-72-10075. Исследование биоподобных ячеек проводилось при поддержке программы «Приоритет-2030» (грант НИТУ МИСИС № K2-2022-029). А. Ш. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 22-1-3-16-1).

### Литература

1. M. M. Islam, et al. // Journal of Applied Physics. 2023. V. 133, № 7. P. 070701.
2. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. V. Tereshonok // Superconductor Science and Technology. 2021. V. 34, no. 1. P. 015006.
3. D. S. Pashin, P. V. Pikunov, M. V. Bastrakova, et al. // Beilstein journal of nanotechnology. 2023. V. 14. P. 1116–1126.
4. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, G. I. Gubochkin, et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13, no. 14. P. 2101.

# Исследование транспортных свойств SN/FS-наноструктур со спиновой инжекцией

Д. А. Клишев<sup>1,2,3,\*</sup>, И. С. Лакунов<sup>2</sup>, И. А. Нажесткин<sup>1,4</sup>, И. Е. Батов<sup>2</sup>,  
Т. Е. Голикова<sup>2</sup>, В. В. Рязанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Москва, 121205

<sup>4</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 143025

\*klishev.da@gmail.com

В работе были изучены транспортные свойства планарных джозефсоновских наноструктур Al-Cu/Fe-Al в резистивном состоянии с перпендикулярным ферромагнитным электродом в приложенном магнитном поле и с инжекционным током через слабую связь. Наблюдалось расщепление особенности сверхпроводящей щели на характеристике дифференциального сопротивления. Расщепление увеличивается с увеличением инжекционного тока. Расщепленная особенность имеет магнитное происхождение и преобразуется в одиночный пик при приложенном коэрцитивном магнитном поле, при этом было обнаружено, что расщепление практически не зависит от температуры.

## Введение

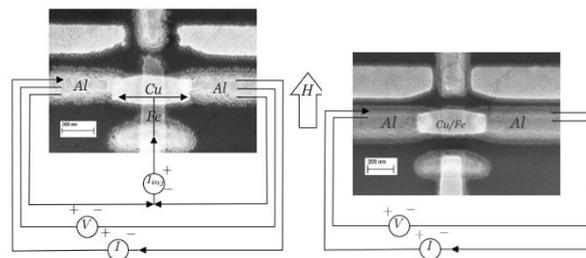
Изучение неравновесных явлений в сверхпроводимости представляет большой интерес с фундаментальной и прикладной точек зрения. Одним из способов создать неравновесное распределение спинов в сверхпроводнике является использование ферромагнитного электрода в качестве источника тока со спиновой поляризацией. Применение сверхпроводников с ферромагнетиками в спинтронике является перспективной областью исследований. Множество новых когерентных эффектов, таких как сверхпроводящий спиновый клапан, -переход, кросс-андрееское отражение, зеemanовское расщепление плотности состояний в сверхпроводнике, эффекты спинового разбаланса, триплетная сверхпроводимость, эффекты взаимной близости и другие, могут быть использованы для изготовления различных переключателей, шифтеров, инжекторов, запоминающих устройств для логических и квантовых схем. Существует трудность в использовании ферромагнетиков со сверхпроводниками из-за сильного подавления сверхпроводимости даже в случае сплавов с разбавленным ферромагнетиком; однако, как было показано в [1, 2] можно использовать комбинации слоев с нормальным металлом N/F. В данной работе экспериментально демонстрируется влияние спинового инжекционного тока на транспортные свойства наномасштабных SN/FS структур с инжектором.

Образцы были изготовлены с использованием электронной литографии и теневого напыления. Изображение одной из исследуемых структур, полученное сканирующим электронным микроскопом, со схемой измерений показано на рис. 1. На первом этапе на окисленной кремниевой подложке был сформирован тонкий (10–15 нм) инжекционный электрод, изготовленный из ферромагнитного (F) железа. Затем слой меди (N) толщиной 30 нм был нанесен под вторым углом для образования мостика, перпендикулярного железному электроду. Наконец, толстый (100 нм) слой сверхпроводящего (S) алюминия был нанесен для формирования сверхпроводящих берегов и электрических контактов инжекционным электродом под третьим углом. Расстояние между сверхпроводящими слоями составляло  $d = 200$  нм, ширина полосы желе-

за  $w_f = 160$  нм, ширина полосы меди  $w_N = 200$  нм. Размеры ферромагнитного инжектора были выбраны таким образом, чтобы получить однодоменное состояние полосы Fe с намагниченностью, направленной параллельно длинной стороне.

## Результаты

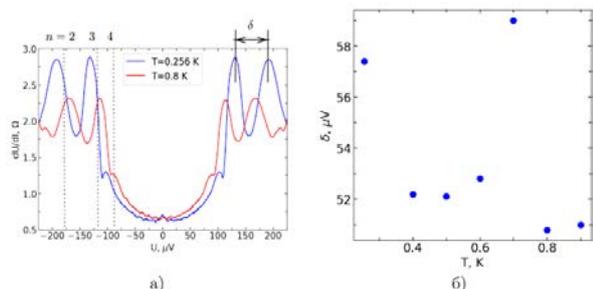
Транспортные измерения проводились в экранированном криостате  $^3\text{He}$ , оснащенный сверхпроводящим соленоидом, при температурах до 0,3 К. Магнитное поле разворачивалось в плоскости образца, параллельно полоске Fe. Для устранения электрических помех в измерительную систему были встроены RC-фильтры. Вольт-амперные характеристики и дифференциальное сопротивление были измерены с использованием стандартной четырехточечной схемы и при наличии инжекционного тока через железный электрод, как показано на рис. 1.



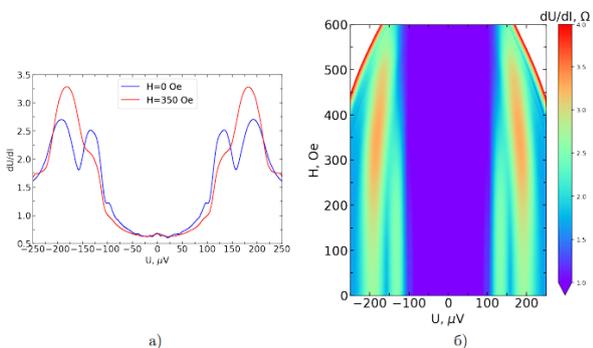
**Рис. 1.** SEM-изображения исследуемых образцов с измерительными схемами и направлением прикладываемого магнитного поля. Слева – с ферромагнитным инжектором в слабую связь джозефсоновского перехода; справа – с N/F-бислоем в качестве слабой связи

Зависимости дифференциального сопротивления  $dU/dI$  от напряжения  $U$  диффузионной структуры SN/FS и в зависимости от температуры и магнитного поля представлены на рис. 2, а и рис. 3, а. Наблюдается расщепленная особенность дифференциального сопротивления при напряжении  $\Delta/e$  (где  $\Delta = 180$  мкэВ – сверхпроводящая щель алюминия), которая связана с многократным андреевским отражением, рассмотренным для диффузионного SNS-мостика промежуточной длины [3]. Величина расщепления равна  $\delta$ . С ростом температуры расщепление

практически не менялось в пределах погрешности (рис. 2, б), т. е. можно считать, что температура не приводит к увеличению расщепления. При увеличении приложенного поля расстояние между пиками немного уменьшается, но вблизи величины поля около 330 Э амплитуда одного из пиков уменьшается настолько, что расщепление исчезает. Величина этого «критического» поля близка к коэрцитивному полю для данного образца железа, равному примерно 300–400 Э, хотя точное магнитное состояние такого наномасштабного ферромагнитного элемента неизвестно. Таким образом, наблюдалось эффективное уменьшение индуцированного обменного расщепления в N-слое при приложении внешнего магнитного поля.



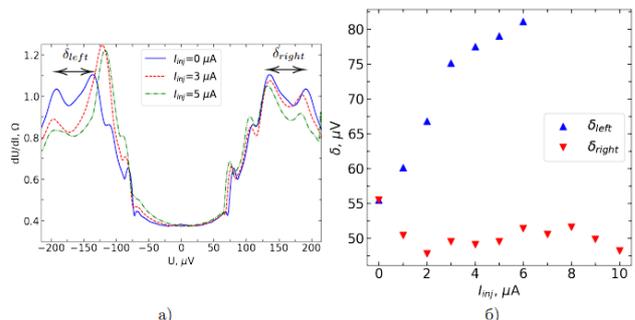
**Рис. 2.** Зависимости  $dU/dI(U)$  от температуры: *a* – зависимости для двух значений температуры, штрихованные линии показывают напряжение  $2\Delta/en$  (сверхпроводящая щель для алюминия  $\Delta = 180$  мкэВ), символом  $\delta$  обозначена величина расщепления щелевой особенности; *б* – зависимость величины расщепления  $\delta$  от температуры



**Рис. 3.** Зависимости  $dU/dI(U)$  от приложенного магнитного поля при  $T = 0,4$  К; *a* – зависимости для двух значений поля при значении около 330 Э расщепление исчезает; *б* – трехмерное представление для измеренного диапазона

В эксперименте также исследовались вольт-амперные характеристики и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения для SN/FS-структуры с ферромагнитным инжектором при температуре  $T = 0,4$  К и различных токах инжекции. Результат показан на рис. 4, *a*. Наблюдалось увеличение расщепления  $\delta$  с увеличением тока  $I_{inj}$  (рис. 4, *б*) измеренного диапазона. Расщепление значительно (на 50%) увеличивается от исходного значения без тока инжекции до максимальных значений  $I_{inj}$ .

По-видимому, наблюдаемый эффект связан с процессом инжекции спина в N-слой перехода и индуцированной спиновой поляризацией ( $\lambda_{SF} = 1$  мкм при нанометровых размерах). Удельное сопротивление железной пленки  $\rho_F = 70$  мкОм·см намного больше удельного сопротивления медной пленки  $\rho_N = 4,5$  мкОм·см, основная часть тока протекает через N-слой.



**Рис. 4.** Результаты измерений со спиновой инжекцией. Зависимости  $dU/dI(U)$  для нескольких токов инжекции (*a*), стрелками обозначено изучаемое расщепление; *б* – зависимость величины расщепления щелевой особенности – пики слева с ростом инжекции раздвигаются, в то время как правые практически не меняются. Несимметричность объясняется разными сопротивлениями на интерфейсах из-за разных интерфейсов границ

## Выводы

В ходе экспериментов измерялись вольт-амперные характеристики структур и исследовалось поведение дифференциального сопротивления  $dU/dI$  в зависимости от температуры и прикладываемого магнитного поля. Было обнаружено, что особенность сверхпроводящей щели на характеристике дифференциального сопротивления расщепляется из-за эффективного обменного поля, индуцируемого в структуре, и величина расщепления  $\delta$  увеличивается с увеличением тока инжекции. Было также показано, что расщепленная особенность имеет магнитное происхождение и исчезает в приложенном магнитном поле  $H$ , которое соответствует коэрцитивному полю ферромагнитной полоски, а также слабо меняется при повышении температуры.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00342.

## Литература

1. Т. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 214518.
2. Т. Е. Golikova, F. Hübner, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 064416.
3. J. C. Cuevas, J. Hammer, J. Kopu, et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 184505.

# Фотовольтаический эффект Холла в двумерных сверхпроводниках со встроенным сверхтоком

В. М. Ковалев<sup>2,3,\*</sup>, А. Парафило<sup>1</sup>, И. Г. Савенко<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science, Korea

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup>Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Guangdong Technion Israel Institute of Technology, China

<sup>5</sup>Israel Institute of Technology, Israel

\*vadimkovalev@isp.nsc.ru

В работе с теоретической точки зрения рассматривается возможность существования в двумерных сверхпроводниках со встроенным сверхтоком фотовольтаического эффекта Холла, заключающегося в возникновении поперечного сверхтока отклика сверхпроводника под действием внешнего нормального сверхпроводящему слою циркулярно-поляризованного электромагнитного излучения.

## Введение

Фотовольтаическим эффектом в общем смысле называется эффект возникновения напряжения или тока в образце под действием света. Типичным примером является вентильный эффект – возникновение напряжения на  $p$ - $n$  переходе при облучении его светом с частотой, превышающей величину запрещенной зоны материала. Ключевой особенностью эффекта является наличие  $p$ - $n$ -перехода, т. е. неоднородности образца и, как следствие, наличие встроенного электрического поля, «растягивающего» фотоносители в противоположные стороны и приводящего к возникновению фотоЭДС. В случае изначально однородного образца в присутствии статического электрического поля эффект носит название фотопроводимости – изменения проводимости, обусловленной внешней подсветкой. В обеих ситуациях отклик системы является продольным – возникновение фотоЭДС или изменение продольной проводимости вдоль статического электрического поля.

Возникновение поперечного фотоотклика (поперечной фотопроводимости) носит название в литературе фотовольтаического эффекта Холла. В последнее время интерес к поперечной фотопроводимости возрос вследствие появления новых материалов – графена и мономолекулярных ван-дер-ваальсовых двумерных полупроводников. Фотовольтаический эффект Холла (при циркулярной поляризации нормально падающего на 2D-слой излучения) и поперечной фотопроводимости (при линейной поляризации) активно стали изучаться теоретически [1–6] и экспериментально [7–9] применительно к этим новым материалам. В области низких частот (меньше, чем ширина запрещенной зоны полупроводникового монослоя) внешнего излучения теория фотовольтаического эффекта Холла и поперечной фотопроводимости была построена в работе М. Дурнева [10].

Исследование нелинейного отклика различных сверхпроводящих структур на внешнее электромагнитное поле является активно разрабатываемой областью современной физики конденсированных сред, что обусловлено широкими перспективами применения таких структур в оптоэлектронике. Ключевым микроскопическим процессом, определяющим элек-

тромагнитный отклик сверхпроводников, является поглощение электромагнитного излучения. Первые теоретические работы, описывающие этот процесс, появились сразу же после построения хорошо известной модели сверхпроводимости Бардина – Купера – Шриффера, где было показано, что поглощение однородного электромагнитного поля с частотой, превышающей величину сверхпроводящей щели, в чистых сверхпроводниках запрещено, так что конечное поглощение может иметь место лишь при учете рассеяния электронов на примесях.

## Результаты

Целью настоящей работы является построение теории аналога фотовольтаического эффекта Холла для двумерных сверхпроводников. Ключевой особенностью сверхпроводника является тот факт, что в отличие от полупроводника статическое электрическое поле не может быть приложено к сверхпроводнику: это бы вызвало бесконечное ускорение сверхпроводящего конденсата. Вместо этого для изучения фотовольтаического транспорта можно рассматривать сверхпроводники со встроенным сверхтоком.

В настоящее время в литературе активно изучается вопрос о поглощении электромагнитного излучения в изотропных сверхпроводниках со встроенным сверхпроводящим током. В случае чистых сверхпроводников со встроенным током поглощение электромагнитного излучения с частотой, превышающей величину сверхпроводящей щели, запрещено вследствие галилеевской инвариантности системы. Однако эта инвариантность может нарушаться кристаллической решеткой материала, приводя к значительной величине оптического поглощения. В частности, недавние исследования электромагнитного поглощения в сверхпроводниках с электронным спариванием  $s$ - и  $d$ -типа показали, что в области частот электромагнитного излучения, значительно меньших величины сверхпроводящей щели, оптическая проводимость сверхпроводника пропорциональна квадрату встроенного сверхпроводящего тока и линейно зависит от времени неупругой релаксации возбуждений в сверхпроводнике.

Развивая это новое направление, мы разработали теорию нелинейного отклика изотропных двумерных сверхпроводников при наличии встроенного постоянного сверхпроводящего тока. В частности, мы изучаем процесс возникновения стационарного фотоиндуцированного тока в сверхпроводнике под действием электромагнитного излучения и показываем, что фототок может быть направлен как вдоль изначально встроенного сверхпроводящего тока, так и в перпендикулярном к нему направлении (в случае циркулярно-поляризованного высокочастотного внешнего излучения). В последнем случае – по аналогии с фотоиндуцированными эффектами в нормальных (несверхпроводящих) материалах – этот эффект можно назвать фотовольтаическим эффектом Холла. Теоретический анализ данного эффекта был проведен в области частот внешнего электромагнитного излучения, значительно меньших величины сверхпроводящей щели и при конечных температурах,  $0 < T < T_c$ . Необходимо отметить, что в случае нормальных (несверхпроводящих) систем накопление зарядов на границах образца в поперечном к протекающему току направлении приводит к появлению холловского напряжения, которое может быть непосредственно измерено в эксперименте. Однако в случае сверхпроводника поперечное к встроенному сверхтоку статическое «холловское» электрическое поле не может существовать в его толще, поскольку это приводило бы к конечному ускорению сверхпроводящих электронов, и – как результат – к бесконечной скорости течения сверхпроводящего конденсата. Поэтому в сверхпроводящей структуре поперечный индуцированный фототок компенсируется текущим в противоположном к нему направлении током сверхпроводящего конденсата таким образом, чтобы суммарный поперечный ток был равен нулю и не приводил к накоплению зарядов на границах образца. Как следствие, компенсирующий ток конденсата связан с появлением «холловской» разности фаз конденсатной волновой функции на поперечных гранях образца, которая может быть измерена экспериментально. Такой фотовольтаический эффект Холла для сверхпроводящего тока открывает возможность управлять направлением потока сверхпроводящего конденсата посредством оптических методов без использования

внешних магнитных полей, что может найти применение в оптоэлектронных устройствах на основе сверхпроводящих структур.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSUN-2023-0006) и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

## Литература

1. T. Oka and H. Aoki. Photovoltaic Hall effect in graphene // *Phys. Rev. B*. 79. 081406(R) (2009).
2. D. V. Zavyalov, S. V. Kryuchkov, and T. A. Tyul'kina. Effect of rectification of current induced by an electromagnetic wave in graphene: A numerical simulation // *Semiconductors*. 44. 879 (2010).
3. M. Trushin and J. Schliemann. Anisotropic photoconductivity in graphene // *Europhys. Lett*. 96. 37006 (2011).
4. S. A. Sato, J. W. McIver, M. Nuske, P. Tang, G. Jotzu, B. Schulte, H. Hübener, U. De Giovannini, L. Mathey, M. A. Sentef, A. Cavalleri, and A. Rubio, Microscopic theory for the light-induced anomalous Hall effect in graphene // *Phys. Rev. B*. 99. 214302 (2019).
5. J. Ahn, G.-Yu. Guo, N. Nagaosa, and A. Vishwanath, Riemannian geometry of resonant optical responses. arXiv:2103.01241.
6. P. X. Nguyen and W.-K. Tse. Photoinduced anomalous Hall effect in two-dimensional transition metal dichalcogenides // *Phys. Rev. B*. 103. 125420 (2021).
7. C. M. Yin, N. Tang, S. Zhang, J. X. Duan, F. J. Xu, J. Song, F. H. Mei, X. Q. Wang, B. Shen, Y. H. Chen, J. L. Yu, and H. Ma. Observation of the photoinduced anomalous Hall effect in GaN-based heterostructures // *Appl. Phys. Lett*. **98**, 122104 (2011).
8. P. Seifert, F. Sigger, J. Kiemle, K. Watanabe, T. Taniguchi, C. Kastl, U. Wurstbauer, and A. Holleitner, In-plane anisotropy of the photon-helicity induced linear Hall effect in few-layer WTe<sub>2</sub> // *Phys. Rev. B*. **99**, 161403(R) (2019).
9. J. W. McIver, B. Schulte, F.-U. Stein, T. Matsuyama, G. Jotzu, G. Meier, and A. Cavalleri. Light-induced anomalous Hall effect in graphene // *Nat. Phys*. **16**. 38 (2020).
10. M. V. Durnev. Photovoltaic Hall effect in the two-dimensional electron gas: Kinetic theory // *Phys. Rev. B*. 104. 085306 (2021).

# Adiabatic phase pumping in S/F/S hybrids with non-coplanar magnetization

A. A. Kopusov<sup>1,\*</sup>, Zh. Devizorova<sup>2</sup>, H. Meng<sup>3</sup>, S. V. Mironov<sup>1</sup>, A. S. Mel'nikov<sup>1,2</sup>, A. I. Buzdin<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow region 141701, Russia

<sup>3</sup>School of Physics and Telecommunication Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China

<sup>4</sup>University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France

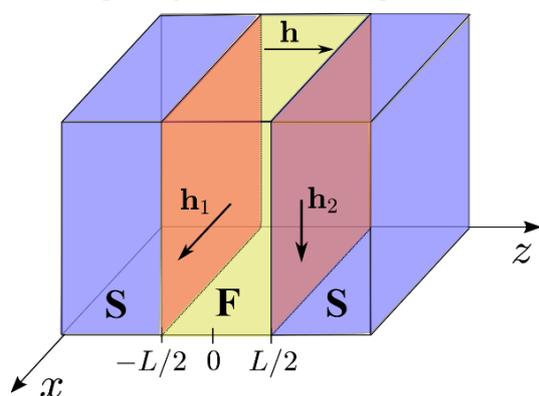
<sup>5</sup>World-Class Research Center "Digital Biodesign and Personalized Healthcare", Sechenov First Moscow State Medical University, Moscow 119991, Russia

\*kopasov@ipmras.ru

We study the distinctive features of the phase-pumping effect in Josephson transport through a three-layered ferromagnet F<sub>1</sub>/F/F<sub>2</sub> with noncoplanar magnetization. Using the Bogoliubov–de Gennes formalism we go beyond the quasiclassical approximation and analyze the dependence of the spontaneous Josephson phase  $\psi$  on the exchange field  $h$  in the F layer and details of magnetization profile. The pumping of the Josephson phase can be generated by the mutual rotation of magnetizations in F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> layers resulting in the nontrivial phase gain at the rotation period (Berry phase). The increase in  $h$  is shown to cause changes in the topology of the phase evolution: the gain of the Josephson phase at the pumping period switches from 0 to  $2\pi$ . We study the scenario of these switchings originating from the interplay between several competing local minima of the free energy of the junction versus the superconducting phase difference. Our analysis provides the basis for the search of experimental setup realizing the phase-pumping phenomenon.

## Introduction

The phenomenon of quantum pumping in different mesoscopic systems attracts the interest of both experimentalists and theoreticians for several decades. The superconducting Josephson systems are known to provide a possibility to realize pumping for the superconducting phase variable. This possibility can be realized in so-called  $\varphi_0$  junctions possessing an unconventional current phase relation  $I_s(\varphi) = I_c \sin(\varphi - \varphi_0)$  and revealing a spontaneous phase difference in the ground state. It is known that the continuous tuning of the spontaneous phase can be realized in the Josephson junction with a weak link consisting of half-metal (HM) and surrounded by two conventional ferromagnets F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> [1–7]. The key ingredient for such tuning is the noncoplanar magnetization distribution which provides a phase bias for equal-spin Cooper pairs determined by the mutual orientations of magnetic moments in F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> layers. The pumping of the Josephson phase can be generated by the mutual rotation of magnetizations in side ferromagnets resulting in the nontrivial phase gain at the rotation period.



**Fig. 1.** Schematic picture of the considered S/F/S Josephson junctions with the spin-active interfaces

In this work we develop a theory of the anomalous Josephson effect in S/F<sub>1</sub>/F/F<sub>2</sub>/S junctions beyond the quasiclassical approximation. Using the the Bogoliubov–

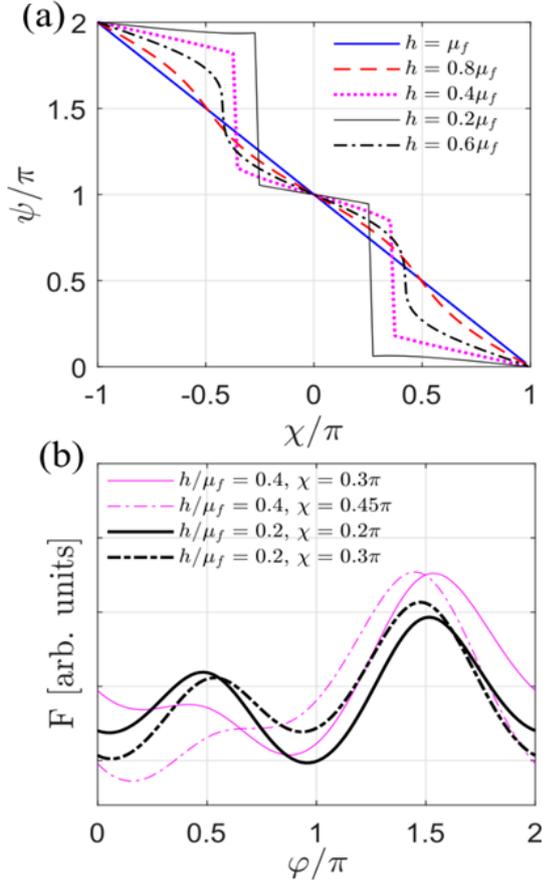
de Gennes formalism, we calculate the current-phase relation for three-dimensional S/F<sub>1</sub>/F/F<sub>2</sub>/S junctions with a finite thickness of the central layer and noncoplanar magnetization distribution. The role of the side ferromagnets F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> in the Josephson transport is reduced to the spin-active boundary conditions for the quasiparticle wave function. It is shown that if the exchange field  $h$  in F layer exceeds the Fermi energy (F is a half-metal) the spontaneous phase  $\psi$  is proportional to the angle between projections of the exchange fields in F<sub>1</sub> and F<sub>2</sub> to the plane perpendicular to the exchange field in F. It is demonstrated that when decreasing the  $h$  value below the Fermi energy the free energy of the junction as a function of the superconducting phase has two competing local minima resulting in jumpwise changes of the spontaneous phase  $\psi$  upon magnetization rotation accompanied with the hysteresis phenomena. Further decrease in  $h$  is shown to induce several changes in the topology of the phase evolution: the gain of the Josephson phase at the rotation period switches between 0 to  $2\pi$ .

## Results

In this section we present the results of our numerical simulations of the Josephson transport. For simplicity, we consider the case of equal barrier strength parameters  $Z_1 = Z_2 = 0.5$  and take  $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$ . Here  $\theta$  is the angle between the exchange field in side ferromagnets and the  $z$  axis,  $Z_j = 2m_s h_j / p_s$ ,  $m_s$  is the effective mass in the S layers,  $h_j$  is the exchange field in the side ferromagnet F<sub>j</sub> ( $j = 1, 2$ ), and  $p_s$  denotes the Fermi momentum in the normal-metal state of the superconducting leads. Our numerical results are obtained for the following parameter set:  $T = 0.1\Delta_0$ ,  $\mu_s/\Delta_0 = 10^3$ ,  $\mu_f/\Delta_0 = 500$ , where  $T$  is temperature,  $\mu_s$  ( $\mu_f$ ) is the difference between the chemical potential and the bottom of the electron energy band in the superconducting layers (central ferromagnet).

We show several  $\psi(\chi)$  plots for  $h/\mu_f = 1, 0.8, 0.6, 0.4$ , and  $0.2$  in Fig. 2, *a*. Hereafter,  $\cos(\chi) = \mathbf{h}_1 \mathbf{h}_2 / |\mathbf{h}_1| |\mathbf{h}_2|$ . One can see that in the half-metallic regime for  $h/\mu_f = 1$ , the corresponding  $\psi(\chi)$  dependence is linear  $\psi = \pi - \chi$ .

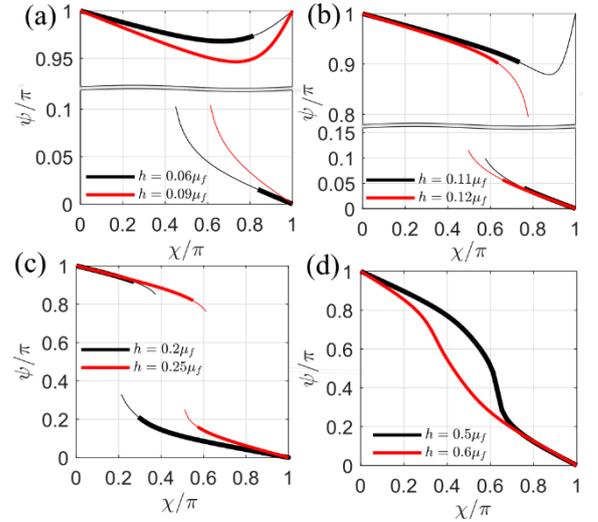
Fig. 2, *a* also demonstrates that within the parameter range  $h < \mu_f$ , the spontaneous phase difference can exhibit sudden jumps at certain  $\chi$  values due to the competition between two local minima of the free energy of the contact versus the superconducting phase difference (see Fig. 2, *b*). The results demonstrate that for the considered Josephson junctions with noncoplanar magnetic texture, the variations of the misorientation angle in the case  $h < \mu_f$  can induce the first-order phase transitions between the states with different anomalous phases accompanied with the hysteresis phenomena.



**Fig. 2.** (a) Typical plots of the ground-state superconducting phase difference  $\psi$  versus the misorientation angle  $\chi$  for  $h/\mu_f = 1, 0.8, 0.6, 0.4,$  and  $0.2$ . Corresponding phase dependencies of the free energy  $F(\phi)$  for  $h/\mu_f = 0.4, \chi/\pi = 0.45, 0.3$  and  $h = 0.2\mu_f, \chi/\pi = 0.2, 0.3$  are shown in (b). We choose  $L = 0.02\xi$  to produce the plots, where  $\xi$  is the superconducting coherence length

Finally, we discuss the features of the phase-pumping phenomenon for different exchange fields  $h$  in the central ferromagnet. For this purpose we perform the calculations of the superconducting phase difference corresponding to both global and local minima of the free energy. The results presented in Fig. 3 show the detailed evolution in the behavior of the system upon the increase in  $h$ . For instance, the plots for  $h = 0.06\mu_f$  (shown by black lines in Fig. 3, *a*) reveal two states of the system, one of which is stable within the whole range of misorientation angles. The other one is metastable and can be realized only within a certain  $\chi$  range. So, in this case the mutual rotation of magnetization in  $F_1$  and  $F_2$  layers corresponds to a topologically trivial trajectory of the system in the

parameter space  $(\psi, \chi)$  with the superconducting phase difference trapped near  $\pi$ .



**Fig. 3.** Typical dependencies of the superconducting phase difference  $\psi$  on the misorientation angle  $\chi$  for several exchange fields  $h$  in the central ferromagnet. Thick (thin) lines show the results corresponding to the global (local) minimum of the junction free energy. The results for  $\chi \in [-\pi, 0]$  are obtained via inversion relative to the point  $(\psi, \chi) = (\pi, 0)$ . We take  $h/\mu_f = 0.06$  and  $0.09$  in (a),  $0.11$  and  $0.12$  in (b),  $0.2$  and  $0.25$  in (c),  $0.5$  and  $0.6$  in (d). We choose  $L = 0.02\xi$  to produce the plots

Corresponding plots for  $h/\mu_f = 0.12$  (see the red lines in Fig. 3, *b*) reveal the change in the topology of the phase evolution and the appearance of the phase pumping: the gain of the Josephson phase at the pumping period switches to  $2\pi$ . The presence of the jump of the ground-state phase difference and the metastable states in the vicinity of the jump implies that the nontrivial phase evolution should be accompanied with the hysteresis phenomena. Figures 3, *c-d* demonstrate that a nontrivial gain of the superconducting phase at the rotation period persists upon further increase in  $h$ , the  $\chi$  regions corresponding to metastable states shrink and disappear for rather large  $h$ .

## Acknowledgements

This work was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 20-12-00053).

## References

1. V. Braude, and Yu. V. Nazarov // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 077003.
2. M. Eschrig, T. Löfwander, T. Champel, J. C. Cuevas, J. Kopu, and G. Schön // J. Low Temp. Phys. 2007. V. 147. P. 457.
3. M. Eschrig, and T. Löfwander // Nat. Phys. 2008, V. 4. P. 138.
4. R. Grein, M. Eschrig, G. Metalidis, and G. Schön // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 227005.
5. M. Eschrig, A. Cottet, W. Belzig, and J. Linder // New J. Phys. 2015. V. 17. P. 083037.
6. S. Mironov, and A. Buzdin // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 184506.
7. S. Mironov, H. Meng, and A. Buzdin // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 116. P. 16260.

# Двухчастичные корреляционные функции в кластерной теории возмущений для купратов

М. М. Коршунов<sup>1,\*</sup>, В. И. Кузьмин<sup>1</sup>, С. В. Николаев<sup>2</sup>, Ю. Н. Тогушова<sup>2</sup>,  
С. Г. Овчинников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

\*mkor@iph.krasn.ru

Разработан метод вычисления зарядовой и спиновой восприимчивостей в рамках кластерной теории возмущений (charge-CPT и spin-CPT соответственно). Метод использован для описания магнитного отклика в сильно коррелированной системе сверхпроводящих купратов.

Необычные сверхпроводники, как правило, характеризуются нефононным механизмом сверхпроводимости. Для соединений железа, пниктидов и халькогенидов главным кандидатом является спин-флуктуационный механизм куперовского спаривания [1]. В другом классе необычных сверхпроводников, высокотемпературных сверхпроводящих купратах, описание свойств существенно усложняется из-за присутствующих там сильных электронных корреляций. Один из возможных способов преодолеть эту проблему – найти точное решение, по крайней мере, в небольшом кластере и затем распространить его на весь кристалл. Такой подход лежит в основе кластерной теории возмущений (cluster perturbation theory, CPT) [2].

При этом для формулировки теории необычной сверхпроводимости важны не только одночастичные корреляционные функции, такие как спектральная функция. Для формирования куперовской вершины важны двухчастичные корреляционные функции – спиновая и зарядовая. Они непосредственно связаны со спиновой и зарядовой динамическими восприимчивостями. Обычно кластерная теория возмущений используется для вычисления одночастичных корреляционных функций [3, 4]. В данной работе мы построили кластерную теорию возмущений для спиновой и зарядовой динамической восприимчивости (spin-CPT и charge-CPT) [5].

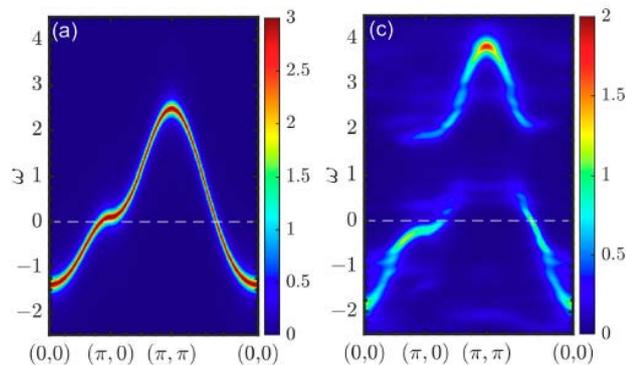


Рис. 1. Электронная спектральная функция в зависимости от импульса и энергии при допировании  $p = 1/9$ . Слева – без взаимодействия, справа – в режиме сильных корреляций

В рамках этой теории корреляционные эффекты явно учитываются в рамках точной диагонализации малого кластера. Мы применили spin-CPT и charge-

CPT к эффективной двухзонной модели Хаббарда для купратов, полученной из трехзонной модели Эмери и рассчитали одно- и двухчастичные корреляционные функции. Электронная спектральная функция показана на рис. 1. Видно, что увеличение кулоновского взаимодействия приводит к формированию верхней и нижней хаббардовской зон. Спиновая восприимчивость показана на рис. 2. В слабодопированной области видны признаки верхней ветви дисперсии спиновых возбуждений с минимальной энергией возбуждений на волновом векторе  $(\pi, \pi)$  и отсутствие низкоэнергетических несоизмеримых возбуждений. В области высокого допирования низкоэнергетический отклик смещается на четыре несоизмеримых волновых вектора, что находится в качественном согласии с результатами экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов в сильно допированных ВТСП купратах.

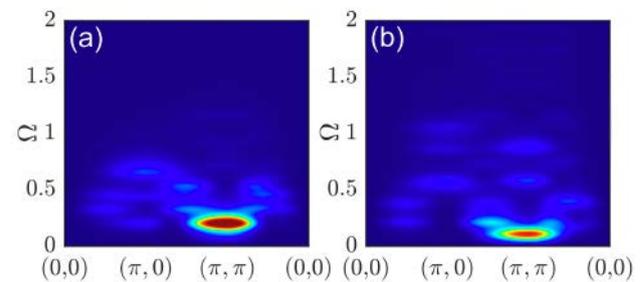


Рис. 2. Динамическая спиновая восприимчивость вдоль симметричных направлений зоны Бриллюэна в spin-CPT для допирования  $p = 0$  (слева) и  $p = 1/9$  (справа)

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН.

## Литература

1. М. М. Коршунов // Успехи физических наук. 2014. Т. 184. С. 882.
2. D. Sénéchal, D. Perez, M. Pioro-Ladrière // Phys. Rev. Lett. 84. 522 (2000).
3. T. Maier, M. Jarrell, T. Pruschke, M. H. Hettler // Rev. Mod. Phys. 77. 1027 (2005).
4. С. В. Николаев, С. Г. Овчинников // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 135.
5. V. I. Kuz'min, S. V. Nikolaev, M. M. Korshunov, S. G. Ovchinnikov // Materials. 16. 4640 (2023).

# Сверхпроводниковые СИС-приемники субТГц-диапазона для космической и наземной радиоастрономии

В. П. Кошелец<sup>1,2,\*</sup>, К. И. Рудаков<sup>1,2</sup>, А. В. Худченко<sup>1,2</sup>, Л. В. Филиппенко<sup>1,2</sup>,  
А. М. Чекушкин<sup>1</sup>, Ф. В. Хан<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\*valery@hitech.cplire.ru

В работе представлены результаты разработок в области создания малощумящих приемных систем субТГц-диапазона, выполненных в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в последние годы и направленных на создание приемников с квантовой чувствительностью для использования в радиотелескопах космического и наземного базирования. Смесители сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) на основе высококачественных туннельных переходов являются ключевыми элементами наиболее чувствительных гетеродинных приемников субТГц-диапазона. Описана технология изготовления интегральных приемных структур, представлены результаты разработки СИС-приемников диапазонов 211–275 ГГц и 800–950 ГГц с шумовой температурой в двухполосном режиме (DSB) около 20 К и 220 К соответственно. Результаты этих разработок будут использованы при создании приемных систем для наземных телескопов Sufra, APEX и LLAMA, а также для космической миссии «Миллиметр».

## Введение

Разработка сверхчувствительных приемников терагерцового (ТГц) диапазона является в настоящее время одним из наиболее интенсивно и успешно развиваемых направлений сверхпроводниковой электроники. Сверхпроводниковые элементы обладают чрезвычайно высокой характеристической частотой и очень сильной нелинейностью. Это позволяет создавать приемные системы ТГц-диапазона с уникальными параметрами, недостижимыми для устройств, основанных на других принципах. Многие приложения требуют спектрального разрешения  $\Delta f/f$  лучше  $10^{-6}$ ; такого разрешения можно достичь только с помощью гетеродинных приемных систем. Гетеродинный смеситель преобразует входящий слабый входной сигнал на более низкую промежуточную частоту (ПЧ) без потери фазы; спектр сигнала ПЧ такой же, как и входной, но сдвинут вниз по частоте на частоту гетеродина.

Смесители на основе туннельных СИС-переходов являются наиболее чувствительными входными устройствами в гетеродинных приемниках на частотах  $f$  от 0,1 до 1,2 ТГц. Для вычисления туннельного тока под действием сигнала гетеродина используется квантово-механическая модель [1]; этот процесс называется стимулированным туннелированием под действием фотонов [1]. По своей природе СИС-смесители могут обеспечивать преобразование с усилением. Важными преимуществами СИС-смесителей являются низкие требования к мощности гетеродина и очень низкий собственный шум [1, 2]. Шумовая температура смесителя в двухполосном режиме (DSB) ограничена квантовой величиной  $hf/(2k_B)$  [1, 2], где  $h$  и  $k_B$  – постоянные Планка и Больцмана соответственно. СИС-смесители уже успешно используются как для космических миссий, так и для наземных радиотелескопов.

## Туннельные СИС-переходы

Для реализации предельных характеристик приемных систем необходимы туннельные СИС-переходы с чрезвычайно низким током утечки ниже целевого напряжения  $V_g$  и минимальным размытием

энергетической щели  $\delta V_g$ . Технология изготовления туннельных переходов Nb–AlO<sub>x</sub>–Nb основана на том, что тонкий слой Al толщиной 5–7 нм может полностью покрывать базовый Nb-электрод, планаризируя столбчатую микроструктуру пленки Nb. Этот слой Al впоследствии окисляется, а затем на окисленный слой осаждается верхний электрод из Nb, формируя так называемую трехслойную структуру [3, 4].

Для работы на частотах порядка 1 ТГц требуются туннельные переходы с очень высокой прозрачностью туннельного барьера. Существует предел повышения прозрачности барьера AlO<sub>x</sub> (плотность тока около 10–15 кА/см<sup>2</sup>); при большей плотности тока происходит резкое ухудшение качества перехода. Эта проблема была решена путем разработки туннельных переходов Nb/Al–AlN/Nb, которые демонстрируют достаточно хорошее соотношение  $R_{sg}/R_n > 10$  при очень высоких плотностях тока до 100 кА/см<sup>2</sup> [5]. Слой AlN формируется путем нитридации Al в ВЧ-разряде. Чтобы добиться хорошего согласования между переходами с такой высокой плотностью тока и антенной, необходимы субмикронные СИС-переходы.

Рабочая частота СИС-приемников на основе пленок ниобия ограничена частотой энергетической щели Nb (приблизительно 700 ГГц). Решение этой проблемы состоит в использовании микрополосковых линий на основе соединений Nb с более высокими значениями частоты энергетической щели, в частности, используется NbTiN; верхний электрод линии обычно изготавливают из нормального металла при этих температурах (как правило, Al), во избежание перегрева СИС-перехода [6, 7]. Мы разработали СИС-смеситель на основе туннельных переходов Nb/AlN/NbN с высокой критической плотностью тока, встроенных в микрополосковую линию, состоящую из нижнего электрода из NbTiN толщиной 320 нм (заземляющая плоскость) и верхнего электрода из Al толщиной 500 нм [7]. Микрополосковые электроды разделены изолирующим слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 250 нм. СИС-переход (SIS) расположен на пленке NbTiN, а верхний слой NbN контактирует с верхним Al.

## Результаты

Для оценки широкополосности согласования СИС-смесителя использовался фурье-спектрометр Майкельсона (FTS). Широкополосный источник излучения субТГц-диапазона (черное тело, нагретое до 1500 К) был согласован с FTS, в котором в качестве детектора использовался СИС-смеситель. Напряжение на смесителе выбиралось чуть ниже щелевого; отклик на постоянном токе измерялся в зависимости от положения подвижного зеркала. Эти данные с помощью преобразования Фурье позволяют получить характеристику согласования смесителя с излучением от частоты. Экспериментальные данные демонстрируют хорошее согласие с результатами численного моделирования.

Шумовая температура смесителя в двухполосном режиме определялась стандартным методом измерения Y-фактора; в качестве «горячей» нагрузки использовался поглотитель комнатной температуры (295 К), а в качестве «холодной» нагрузки – поглотитель, охлаждаемый жидким азотом (78 К). На рис. 1 показана зависимость выходного сигнала приемника SIS от напряжения смещения, измеренного для гетеродина 241 ГГц и ПЧ 6,5 ГГц (полоса пропускания фильтра ПЧ 60 МГц). Величина Y-фактора определялась путем вычитания откликов по ПЧ, измеренных (в дБ) для горячей и холодной нагрузок. Значение Y-фактора в лучшей точке превышает 5,0 дБ, что соответствует шумовой температуре приемника около 22 К. Значения шумовой температуры  $T_n$  получены без каких-либо поправок на потери в делителе луча и окне криостата; они лишь вдвое превышали значение  $hf/k_B$  в диапазоне частот от 240 до 275 ГГц; полученные значения соответствуют техническим требованиям к приемнику диапазона 211–275 ГГц космического радиотелескопа «Миллиметрон».

Были разработаны и испытаны СИС-смесители для волноводного приемника с рабочей частотой до 950 ГГц [7]. Эти смесители основаны на двойных туннельных переходах Nb/AlN/NbN, включенных в микрополосковую линию NbTiN/Al, и предназначены для китайской радиообсерватории в Антарктике и бразильского радиотелескопа LLAMA, строящегося в Андах. Разработанная технология позволяет реализовать плотности тока перехода до 30 кА/см<sup>2</sup> при параметре качества  $R_{sg}/R_n$  выше 20. Используя конструкцию сдвоенного SIS-перехода, мы добились широкого рабочего диапазона приемника (675–950 ГГц) и достаточно хорошей шумовой температуры в этом диапазоне, достигающей в лучших точках 120 К.

## Выводы

Мы спроектировали, изготовили и протестировали СИС-смеситель для диапазона частот 211–275 ГГц. Нескорректированная шумовая температура приемника, равная примерно  $16,5 \pm 2$  К, была измерена на частоте 255 ГГц, что лишь незначительно превышает квантовое значение  $hf/k_B$ . Этот смеситель разработан как прототип для космической миссии «Миллиметрон» и может использоваться для новых

наземных радиотелескопов (Suffa, LLAMA). Для модернизации высокочастотных приемников мы использовали смесители Nb/AlN/NbN, включенные в линию NbTiN/Al. Смесители SIS, предназначенные для модернизации высокочастотного матричного приемника диапазона 790–950 ГГц, демонстрируют шумовые температуры DSB от 210 до 400 К.

При исследовании была использована уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.

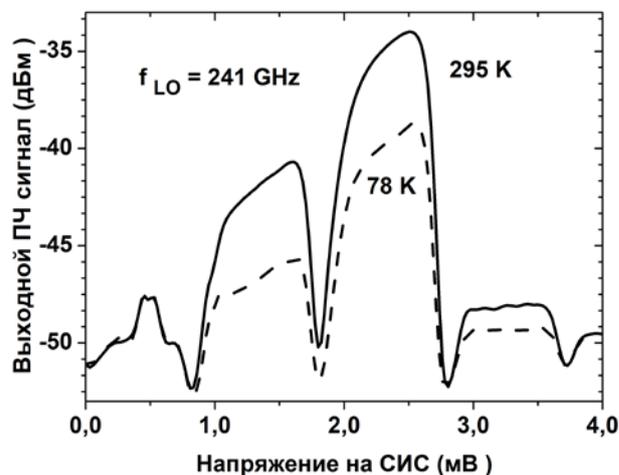


Рис. 1. Выходной сигнал СИС-приемника на промежуточной частоте (ПЧ) 6,5 ГГц от напряжения смещения на СИС, измеренный для холодной и горячей входных нагрузок (78 К – пунктир и 295 К – сплошная кривая) при частоте гетеродина 241 ГГц

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 23-79-00019, <https://rscf.ru/project/23-79-00019/>).

## Литература

1. Tucker, J.R.; Feldman, M.J. Quantum Detection at millimeter wavelengths. *Rev. Mod. Phys.* **1985**, *57*, 1055–1113.
2. Kerr, A.R.; Feldman, M.J.; Pan, S.-K. Receive Noise Temperature, the Quantum Noise Limit, and the Role of the Zero-Point Fluctuations. In Proceedings of the Eighth International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, USA, 25–27 March 1997.
3. Gurvitch, M.; Washington, M.A.; Huggins, H.A. High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers. *Appl. Phys. Lett.* **1983**, *42*, 472–474.
4. Filippenko, L.V.; Shitov, S.V.; Dmitriev, P.N.; Ermakov, A.B.; Koshelets, V.P.; Gao, J.R. Submillimeter superconducting integrated receivers: Fabrication and yield. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **2001**, *11*, 816–819.
5. Kleinsasser, A.W.; Miller, R.E.; Mallison, W.H. Nb/AlN/Nb Josephson Junctions with High Critical Current Density. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1995**, *5*, 2318–2320.
6. Jackson, B.D.; de Lange, G.; Zijlstra, T.; Kroug, M.; Klapwijk, T.M.; Stern, J.A. Niobium titanium nitride-based superconductor-insulator-superconductor mixers for low-noise terahertz receivers. *J. Appl. Phys.* **2005**, *97*, 113904.
7. Khudchenko, A.; Baryshev, A.M.; Rudakov, K.I.; Dmitriev, P.M.; Hesper, R.; de Jong, L.; Koshelets, V.P. High-Gap Nb-AlN-NbN SIS Junctions for Frequency Band 790–950 GHz. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **2016**, *6*, 127–132.

# Численное моделирование диаграмм направленности активных джозефсоновских антенн

В. В. Курин\*, И. А. Шерешевский, Н. К. Вдовичева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*kurin@ipmras.ru

В докладе приводятся результаты прямого численного моделирования характеристик направленности излучения, создаваемого активными джозефсоновскими антеннами. Такие системы, представляющие собой открытые волноводные системы с большим количеством джозефсоновских контактов, взаимодействующих между собой через общую моду диэлектрического резонатора, являются перспективными для генерирования излучения терагерцового и субтерагерцового диапазонов. Рассматриваются методы управления диаграммами направленности излучения таких систем путем профилирования диэлектрической подложки и создания фазовых и амплитудных пластинок и линз Френеля, приводятся результаты численного моделирования диаграмм направленности.

## Введение

Ранее нами была предложена новая концепция построения джозефсоновского генератора терагерцового и субтерагерцового диапазонов. Идея базируется на использовании большого числа джозефсоновских контактов, когерентно работающих над общей электромагнитной модой, подобно обычным лазерам, в которых отдельные атомы работают над общим полем, а роль атомов играют джозефсоновские контакты.

При взаимодействии с бегущей волной все джозефсоновские контакты будут находиться в идентичных электродинамических условиях, поэтому эта система будет масштабируемой, содержать, в принципе, неограниченное число контактов, и интенсивность излучения будет расти с ростом размеров системы и увеличения числа контактов. Кроме того, отток энергии в боковом направлении будет препятствовать насыщению нелинейности индивидуальных контактов, имеющих малый динамический диапазон. На базе таких систем, названных нами активными джозефсоновскими антеннами, могут быть построены джозефсоновские генераторы с мощностью, достаточной для практических применений. Системы подобного типа с большим числом джозефсоновских контактов изучались нами экспериментально и с помощью численного моделирования [1, 2]. Однако в простейшей конфигурации, когда диэлектрический открытый резонатор представляет собой простую диэлектрическую пластину, диаграмма направленности излучения представляет собой сложную многолепестковую структуру, обусловленную большим количеством возбуждающихся волн, имеющих сложную пространственную структуру. Возникает естественный вопрос, нельзя ли с помощью профилирования подложки проредить спектр возбуждающихся волн и сделать диаграмму направленности более гладкой. Основная идея этой работы состоит в том, что с помощью модуляции толщины подложки скомпенсировать неоднородности фазового фронта, подобно тому как действует фазовая пластинка или линза Френеля. В данном докладе представляются результаты прямого численного моделирования процессов излучения больших массивов джозефсоновских контактов, расположенных на диэлектрических подложках с профилированной толщиной. Анализируются структура мод тока в джозефсоновских линиях, их связь со

структурой мод поляризации в подложке и диаграммами направленности излучения.

## Результаты

Излучение большого массива джозефсоновских контактов, расположенных на диэлектрической подложке сложной формы, моделировалось с помощью разработанной нами компьютерной программы, основанной на прямом решении уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD). Моделируемая система схематично изображена на рис. 1. Она представляет трехпроводную симметричную линию, в средней провод которой были встроены сто джозефсоновских контактов, моделируемых RSJ-моделью. В боковых проводах были размещены источники ЭДС, обеспечивающие смещение джозефсоновских контактов по постоянному току. Для предотвращения затекания высокочастотного тока в цепи питания на концах прямолинейных участков были размещены блокирующие индуктивности. Вся сверхпроводниковая микросхема размещалась на подложке с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 12$ , соответствующей кремнию.

Моделировались различные варианты подложек и анализировалось влияние формы подложек на структуру высокочастотных токов, интенсивность и диаграмму направленности излучения.

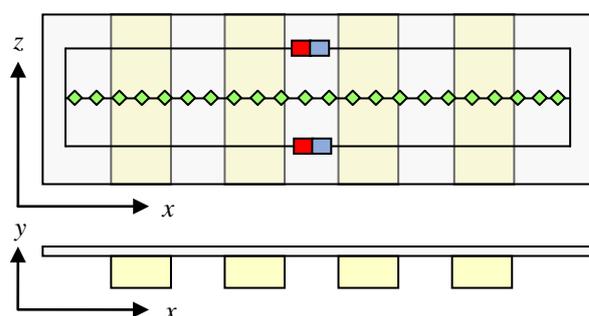
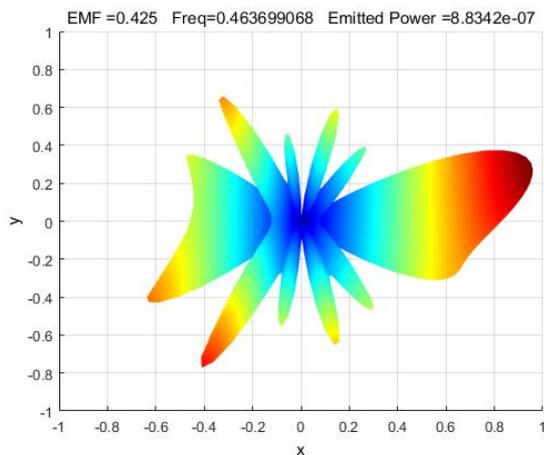


Рис. 1. Внешний вид моделируемой системы и сопутствующая система координат. Показаны проводники, батареи питания, блокирующие индуктивности. Ромбиками показаны джозефсоновские контакты

На рис. 2 изображена диаграмма направленности массива, расположенного на подложке в форме простого параллелепипеда при ЭДС батарей, соответствующей частоте, при которой на длине центрального

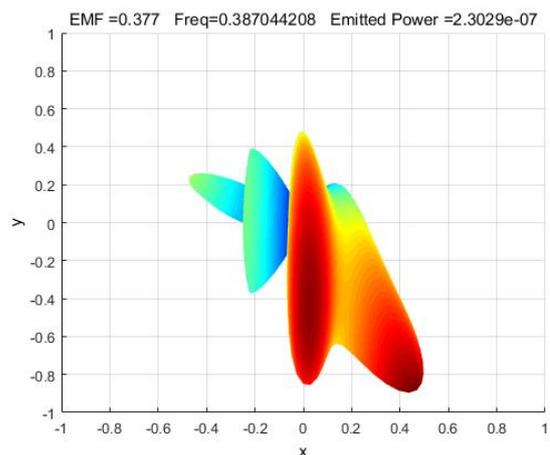
провода укладывалось приблизительно восемь полу-волн моды тока. Из-за вкладов токов поляризации диаграмма направленности в вертикальной плоскости имеет сложный многолепестковый вид, без выраженного главного лепестка.



**Рис. 2.** Диаграмма направленности излучения в вертикальной плоскости в случае простой прямоугольной подложки. Частота излучения составляет  $\approx 0,46$  ТГц

Поле в дальней зоне, и соответственно диаграммы направленности, рассчитывались нами методом трансформации ближнего поля в дальнее [3], основанном на представлении дальнего поля в виде интеграла по поверхности, окружающей излучающую систему и расположенной в ближней зоне, от поверхностных электрических и магнитных токов. Сложная диаграмма, изображенная на рис. 2, соответствует сильно изрезанному фазовому распределению этих фиктивных токов, и возникает мысль исправить это сильно неоднородное фазовое распределение путем введения дополнительных фазовых набегов. Диаграмма рис. 2 соответствует восьми полуволнам приблизительно стоячей волны тока на центральном проводе, что соответствует противоположным фазам на четных и нечетных полуволнах. Чтобы выровнять фазовый фронт была выбрана профилированная подложка с четырьмя утолщениями в форме прямоугольников в плоскости  $x, y$  с высотой, соответствующей половине длины волны в диэлектрике на частоте  $\approx 0,46$  ТГц. Диаграмма излучения, соответствующая максимальной интегральной мощности излучения для такой профилированной подложки в форме фазовой пластинки, показана на рис. 3. Можно наблюдать уменьшение числа лепестков и изменение преимущественной направленности излучения в сторону подложки. Следует также обратить внимание на уменьшение интегральной интенсивности и изменение частоты излучения.

Необходимо заметить, что, вообще говоря, изменение формы подложки, приводя к изменению структуры и спектра собственных мод, влечет за собой изменение характера взаимодействия массива джозеф-



**Рис. 3.** Диаграмма направленности в случае подложки с фазовой пластиной Френеля. Видно существенное уменьшение количества лепестков

соновских контактов с собственными модами открытого диэлектрического резонатора и может приводить к кардинальному изменению характеристик направленности и интенсивности генерируемого электромагнитного излучения. Поэтому приводимые в докладе соображения о коррекции фазового фронта, должны рассматриваться как качественные, эвристические соображения, и, конечно, необходимы детальные исследования влияния формы диэлектрической подложки на характеристики излучения больших джозефсоновских систем. В докладе будут приведены результаты численного моделирования динамики активных джозефсоновских антенн с различными формами диэлектрических резонаторов.

## Выводы

Продемонстрирована возможность управления направленностью излучения активных джозефсоновских антенн путем формирования на диэлектрической подложке фазовых корректоров, аналогичных фазовым пластинкам и линзам Френеля.

## Финансирование

Работа была поддержана НЦМУ «Центр фотоники», контракт 075-15-2022-316.

## Литература

1. M. A. Galin, I. A. Shereshevsky, N. K. Vdovicheva, V. V. Kurin. Coherent radiation of active Josephson traveling-wave antennas // *Supercond. Sci. Technol.* 075005(2021), <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abfd0b>.
2. M. A. Galin, E. A. Borodianskiy, V. V. Kurin, I. A. Shereshevskiy, N. K. Vdovicheva, V. M. Krasnov, and A. M. Klushin // *Phys. Rev. Appl.* V. 9. 054032.
3. A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston/London: Artech House Inc., 2005.

# Эффект фазовой диффузии и квантовый кроссовер в СИС-контактах с малым критическим током

Д. А. Ладейнов<sup>1,2,3,\*</sup>, А. Л. Панкратов<sup>1,2,3</sup>, Л. С. Ревин<sup>1,3</sup>, А. А. Яблоков<sup>1,3</sup>,  
А. В. Гордеева<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный технический университет им. П. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*ladeynov.d@yandex.ru

Изучались джозефсоновские переходы (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник – СИС) с малым критическим током. Показано изменение динамики джозефсоновской фазы в зависимости от температуры для четырех образцов СИС. Анализ выполнен на основе измерений гистограмм токов переключения алюминиевых СИС с отличающимися критическими токами и параметрами RC. Проведено сравнение гистограмм токов переключения с классической теорией Крамерса, теорией макроскопического квантового туннелирования (MQT) и численным моделированием на основе линейной RCSJ модели с учетом зависимости щелевого напряжения от температуры.

## Введение

Джозефсоновский переход с малым затуханием (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник – СИС) в настоящее время рассматривается в качестве устройства считывания для сверхпроводящих систем квантовых битов и детекторов сверхслабых сигналов.

Чтобы повысить чувствительность измерения, выгодно уменьшить критический ток  $I_c$  детектирующего перехода. Поведение при переключении из метастабильного состояния переходов с малым  $I_c$  отличается от таковых с большими  $I_c$ . Основной вопрос – влияние собственных параметров СИС-контакта на значение температуры перехода ( $T_{PD}$ ) из бегущего состояния (БС) в режим фазовой диффузии (ФД), а также на температуру перехода из бегущего состояния в квантовый режим ( $T_Q$ ). Несмотря на то что фазовая диффузия изучалась достаточно подробно [1, 2], она не имеет сколь-нибудь законченной теории.

## Результаты

Анализ проводился на основе экспериментальных измерений 4 образцов СИС-контактов с различными параметрами. Характеристики образцов указаны в табл. 1. Измерения гистограмм токов переключения (SCD), среднего тока переключения и дисперсии  $\sigma(T)$  для разных образцов демонстрируют переход из классического режима БС в режим ФД при различных значениях температуры (рис. 1).

Таблица 1. Параметры исследуемых СИС

Образец	$S$ , мкм <sup>2</sup>	$I_c$ , нА	$R$ , Ом	$C$ , фФ	$T_{PD}$ , мК	$T_Q$ , мК
SIS56-4	59	9700	24	700	>1000	80
SIS45-1	7	894	280	185	500	50
SPC86	1,75	710	420	100	497	50
SIS45-3	2	280	1050	100	210	40

По зависимости  $\sigma(T)$  можно определить температуры кроссоверов. Для образца SIS56-4 (рис. 1, а) с критическим током 9,7 мкА наблюдается типичная для БС-режима зависимость  $\sigma(T)$ : значение падает с понижением температуры. Для образца SIS45-1, на

$\sigma(T)$  появляется максимум  $T_{PD} = 500$  мК, который свидетельствует о переходе в режим фазовой диффузии, похожее поведение демонстрирует и образец SPC86 (рис. 3)  $T_{PD} = 497$  мК. Максимум  $\sigma(T)$  SIS45-3 наблюдается при  $T_{PD} = 210$  мК.

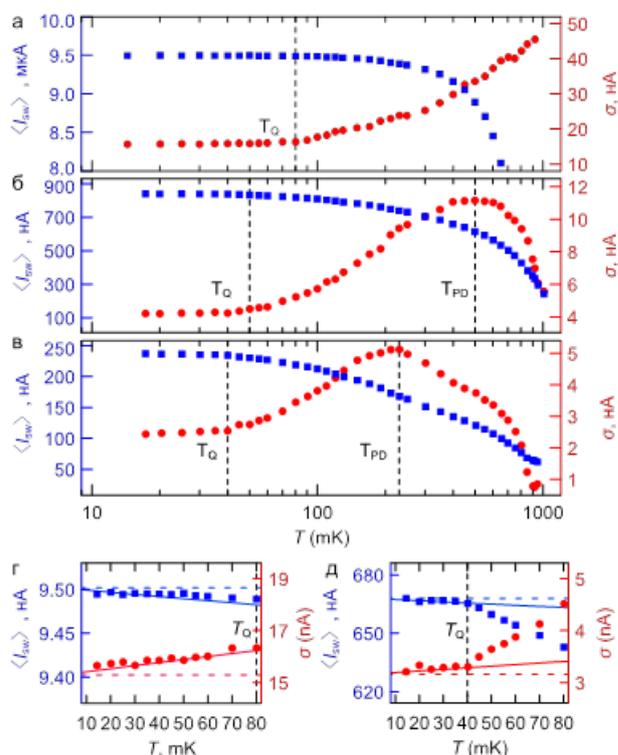


Рис. 1. Экспериментальные значения среднего тока переключения (синие квадраты) и среднеквадратического отклонения (красные точки) для 4 образцов: SIS56-4 (а); SIS45-1 (б); SIS45-3 (в). Наклон квантовой полки для SIS56-4 (з) и SPC86 (д), точки – эксперимент, пунктирные линии – теория MQT ( $\hbar\omega$ ), сплошные линии – MQT ( $\hbar\omega + k_B T$ )

Как можно заметить, по мере уменьшения площади образцов уменьшается их критический ток, вместе с тем меняются и температуры квантового кроссовера и кроссовера фазовой диффузии, смещаясь в область низких температур. Кроме того, можно наблюдать уменьшение  $\sigma$  после перехода в квантовый режим (см. данные для образцов SIS56-4 и SPC86 на рис. 1, з, д). Образец находится в квантовом режиме, но из-за конечной температуры все еще подвержен

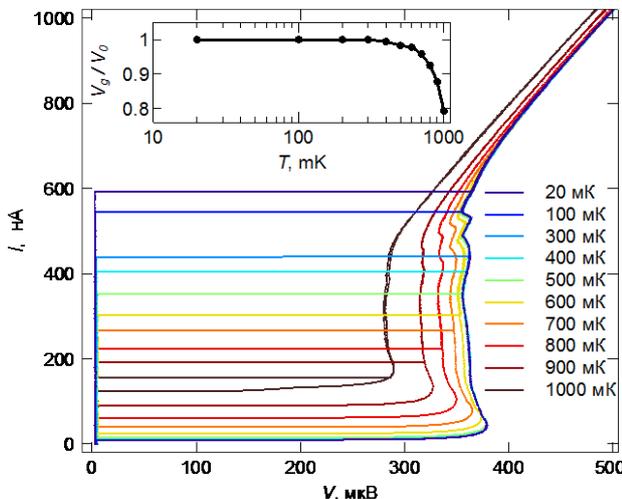
влиянию теплового шума. Учитывая в теории квантового туннелирования (MQT) [3] этот факт, получим наклон «квантовых полок» порядка  $\hbar\omega + k_B T$ .

Проведем сравнение экспериментальных результатов для образца SPC86 с теорией Крамерса, теорией MQT и численным моделированием. Ток разворачивался линейно со скоростью 20 нА/мс. Вычисление SCD для классической теории Крамерса и MQT описано в работах [3, 4]. Численное моделирование проводилось с использованием модели RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction), которая описывается следующим уравнением:

$$I(t) = I_c \sin\varphi + \frac{V}{R_N} + C \frac{dV}{dt} + I_F(t),$$

где флуктуационный ток  $I_F(t)$  является белым гауссовым шумом с нулевым средним и корреляционной функцией  $\langle I_F(t) I_F(t + \tau) \rangle = (k_B T / \pi R_N) \delta(\tau)$ .

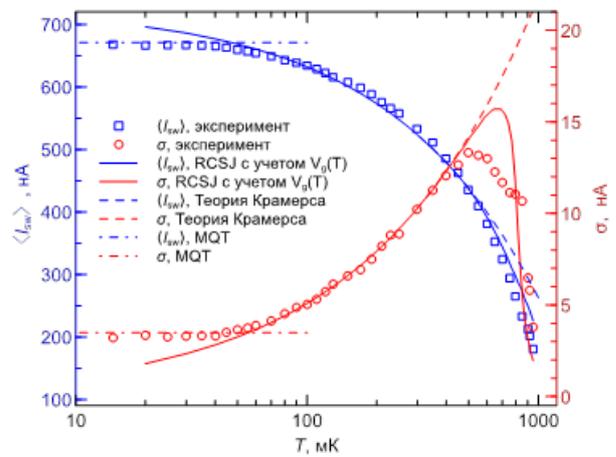
RCSJ-модель дает результат подобный теории Крамерса для данного СИС. RCSJ подразумевает линейную зависимость квазичастичного тока от напряжения и не позволяет напрямую учитывать щелевое напряжение. В нашей RCSJ-модели изменение щелевого напряжения учитывается через изменение «максимального» критического тока от температуры  $I_c(T) = I_c(V_g(T)/V_0)$ , где  $V_g(T)$  – изменение щели от температуры,  $V_0$  – значение щелевого напряжения при минимальной температуре 20 мК. Значения  $V_g$  определялись по вольт-амперной характеристике (ВАХ) (рис. 2).



**Рис. 2.** ВАХ образца SPC86 для разных температур. Вставка: зависимость щелевого напряжения  $V_g$  (нормированного на  $V_0$ ) от температуры

Результаты моделирования в RCSJ-модели с учетом зависимости  $I_c(T)$  изображены на рис. 3 для среднего тока  $\langle I_{sw} \rangle$  (сплошная синяя кривая) и среднеквадратического отклонения  $\sigma$  (сплошная красная кривая). Учет зависимости щелевого напряжения дает

лучшее согласие с экспериментальными данными в области температур 450–1000 мК. Средний ток получает необходимую поправку и близок к эксперименту, а  $\sigma$  имеет максимум в той же области температур (400–600 мК), что и экспериментальные данные.



**Рис. 3.** Экспериментальные данные и моделирование среднего тока переключения и среднеквадратического отклонения для образца SPC86

## Выводы

Для образцов с малым критическим током, в области больших температур ( $> 500$  мК) ширина гистограммы  $\sigma$  становится меньше, чем в области низких температур. Измерения в области с минимальным  $\sigma$  могут повысить энергетическое разрешение сигналов при использовании таких СИС-контактов в качестве однофотонных детекторов [5].

Моделируя различные варианты образцов можно подобрать оптимальные параметры джозефсоновских переходов. Обозначение интервала температур, где наблюдается эффект фазовой диффузии, может быть важно для повышения эффективности детектирования слабых сигналов.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-79-10170.

## Литература

1. J. M. Kivioja, T. E. Nieminen, et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94, no. 24. P. 247002.
2. H. F. Yu, X. B. Zhu, et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107, no. 6. P. 067004.
3. J. M. Martinis, H. Grabert // Phys. Rev. B. 1988. V. 38, no. 4. P. 2371–2379.
4. G. Oelsner, L. S. Revin, et al. // App. Phys. Lett. 2013. V. 103, no. 14. P. 142605.
5. A. L. Pankratov, L. S. Revin, et al. // npj Quantum Information. 2022. V. 8, no. 1.

# Диффузионные моды двухзонных фермионов в условиях диссипативной динамики, сохраняющей число частиц

А. А. Люблинская<sup>1,\*</sup>, И. С. Бурмистров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Акад. Семенова, 1А, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup>Лаборатория физики конденсированного состояния НИУ ВШЭ, ул. Старая Басманная, 21/4, стр. 5, Москва, 105066

\*lyublinskaya@itp.ac.ru

Управляемые диссипативные системы дают возможность для создания нетривиальных квантово-коррелированных многочастичных состояний. В данной работе рассматривается двухзонная фермионная система с диссипативной динамикой, сохраняющей число частиц. Как известно, в квантовых системах с унитарной динамикой сохранения числа частиц и случайное рассеяние приводят к диффузионному поведению двухчастичных возбуждений (диффузонов и куперонов). В диссипативных системах связь диффузии с сохранением числа частиц еще недостаточно изучена, однако для рассматриваемой модели мы явно демонстрируем существование диффузонов и вычисляем коэффициент диффузии. Также показано, что диффузия может приводить к неустойчивости основного состояния гамильтониана.

## Введение

Данная работа посвящена теоретическому изучению влияния диссипации на динамику многочастичных систем. Эта тема в последнее время привлекает много внимания, поскольку диссипативная динамика позволяет конструировать чистые состояния многочастичных систем, которые не могут быть получены другим путем. Исследование того, как контролировать эту динамику и стационарные состояния, полученные с ее помощью, является важной задачей для современной физики квантовых технологий.

Мы изучали модель двухзонных фермионов с сохраняющимся числом частиц. Диссипация описывается в терминах уравнения Линдблада с прыжковыми операторами, которые переносят частицы из верхней зоны в нижнюю либо меняют состояние частицы в рамках одной зоны. Рассматриваемая задача является обобщением модели из статьи [1]. Ее авторы утверждают, что у системы существует единственное стационарное состояние (т. н. темновое состояние с заполненной нижней зоной и пустой верхней), к которому она релаксирует за время, определяемое затуханием одночастичных функций Грина.

В последовавшей работе [2] был проведен анализ этой системы за рамками среднеполевого приближения. Вершинные поправки в диаграммах келдышевского формализма указали на наличие диффузионного режима в динамике плотности частиц и дырок. В старших порядках по константе диссипации и отклонению плотности частиц от темнового состояния авторы также обнаружили процессы рекомбинации и накачки. Эти два эффекта в сочетании с диффузией приводят к динамике плотности частиц в терминах уравнения Фишера – Колмогорова – Петровского – Пискунова, а также указывают на нестабильность темнового состояния.

## Результаты

Наша работа посвящена более строгому описанию диффузионного режима в представленной фермионной системе. При помощи диаграммной техники в формализме келдышевского функционального интеграла был явно получен диффузон в лестничном приближении с использованием коэффициента дис-

сипации в качестве малого параметра. В результате вычислений было получено выражение для коэффициентов диффузии в верхней и нижней зонах, а также показано, что межзонная диффузия в системе отсутствует. Для модели из [1] полученный нами коэффициент диффузии совпал с результатом работы [2]. Наличие диффузионного поведения означает, что время релаксации к устойчивому состоянию растет вместе с размером системы.

Также нами была вычислена собственная энергия диффузона в главном порядке по коэффициенту диссипации. Эта величина определяет время жизни диффузона, которое в рассматриваемой модели является отрицательным. Это обстоятельство указывает на неустойчивость темнового состояния для целого класса двухзонных систем, поскольку наша обобщенная модель не фиксирует ни форму спектра, ни конкретный вид прыжковых операторов.

## Выводы

В результате нашей работы строго показано наличие диффузионного поведения в рассматриваемом классе моделей. Это означает, что время релаксации к устойчивому состоянию растет вместе с размером системы, из-за чего в экспериментах на реальных образцах релаксация может не наблюдаться вовсе.

Как мы полагаем, диффузия возникает в системе вследствие сохранения числа частиц.

Также нами показано, что диффузия в рассматриваемых системах приводит к неустойчивости основного состояния гамильтониана. Одной из целей дальнейшей работы является определение «правильного» устойчивого состояния.

## Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ №22-22-00641.

## Литература

1. F. Tonielli, J. C. Budich, A. Altland, and S. Diehl // *Phys. Rev. Lett.* 124. 240404 (2020).
2. P. A. Nosov, D. S. Shapiro, M. Goldstein, I. S. Burmistrov // *Phys. Rev. B.* 107. 174312 (2023).
3. A. A. Lyublinskaya, I. S. Burmistrov // *Pis'ma v ZhETF.* 118. 538 (2023).

# Исследование и разработка фотодетекторов на основе ван-дер-ваальсовских гетероструктур, интегрированных на волновод

А. Н. Любчак<sup>1,2,\*</sup>, К. В. Шеин<sup>1,2</sup>, И. А. Гайдученко<sup>1</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>2</sup>Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435

\*anlyubchak@miem.hse.ru

В работе представлены результаты моделирования ван-дер-ваальсовских структур с графеном и hBN/NbSe<sub>2</sub>/hBN, расположенных на волноводе. Также описано изготовление кристаллов, сборка и выкладка многослойных структур на волновод.

## Введение

Двумерные кристаллы привлекательны для нанофотоники благодаря предельной толщине, размеру и уникальным физическим свойствам, а интеграция 2D-материалов в фотонные интегральные схемы открывает новые возможности для дальнейшего улучшения обработки сигналов. На основе 2D-кристаллов разрабатывают как сверхчувствительные однофотонные детекторы для квантовых технологий, так и ультрабыстрые фотодетекторы для систем связи. 2D-структуры могут быть успешно интегрированы в фотонные интегральные схемы путем простого механического переноса [1]. В качестве материалов для фотодетектора были выбраны графен, демонстрирующий ультрабыструю динамику носителей заряда, а также диселенид ниобия NbSe<sub>2</sub>, в котором наблюдался фотоотклик на длине волны 1500 нм [2]. В качестве частот электромагнитного излучения выбраны два практически важных диапазона: телекоммуникационный (длины волны 1,55 мкм), а также субТГц-диапазон с частотой 130 ГГц, которая сейчас рассматривается, как несущая частота для будущих систем связи 6G. Для изготовления волноводов под телекоммуникационные длины волн была выбрана подложка с пленкой из нитрида кремния, так как он обладает низкими потерями распространения света инфракрасного диапазона [4], хорошими механическими свойствами и совместим с процессом изготовления CMOS [3]. Под терагерцовый диапазон была выбрана подложка высокоомного кремния для создания волноводов на основе эффективной диэлектрической среды [5].

## Моделирование

Моделирование проводилось с использованием метода конечных элементов (МКЭ), реализованного в программе COMSOL Multiphysics. Было проведено электромагнитное моделирование поперечного сечения волновода из Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> с графеном и многослойной структурой нитрид бора hBN/NbSe<sub>2</sub>/hBN для расчета поглощения, возникающего в результате взаимодействия затухающего поля с пленкой. В моделировании подбирались оптимальная ширина волновода для лучшего поглощения материалом излучения. Поэтому данный параметр варьировался от 0,5 мкм до 4 мкм. Показатели преломления веществ были взяты из [6–8]. Из результатов симуляции были получены

параметры волновода: глубина протравы волновода 225 нм, ширина волновода 2,5 мкм.

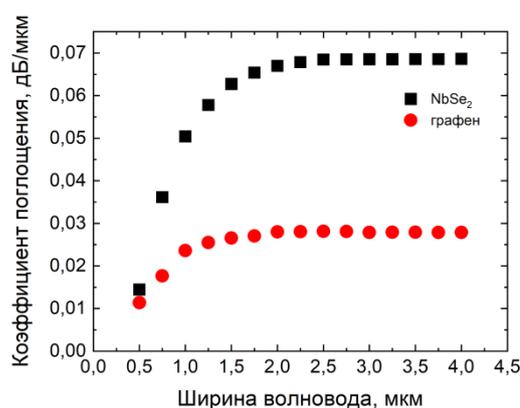


Рис. 1. Моделируемый коэффициент поглощения в зависимости от ширины волновода

Зависимость эффективного коэффициента поглощения от ширины волновода показана на рис. 1. Мы наблюдаем рост эффективного коэффициента поглощения для NbSe<sub>2</sub> толщиной 12,7 нм в структуре с hBN толщиной 20 нм от 0,0145 дБ/мкм до 0,0685 дБ/мкм и для графена толщиной 0,34 нм от 0,0114 дБ/мкм до 0,0281 дБ/мкм. С увеличением ширины волновода поглощение двумерными кристаллами увеличивается, что связано с увеличением площади покрытия волновода. Из полученных данных можно сделать вывод, что для поглощения половины распространяющегося по волноводу излучения необходим кристалл NbSe<sub>2</sub> длиной 44 мкм, а графен – 106 мкм.

## Изготовление структуры

Кристаллы были получены методом механической эксфолиации на подложку и полидиметилсилоксан (PDMS) с клейкой лентой. Для этого были подготовлены подложки размерами 1×1 см и образцы PDMS 5×5 мм, которые размещались на предметном стекле.

Механическая эксфолиация однослойного графена (SLG) и нитрида бора hBN осуществляется на кремниевые подложки с толщиной оксида 290 нм при температуре 130 °С. Кристаллы переносятся на скотч, с которого будет производиться щепление. На липкую ленту с кристаллами располагается разогретая

пластина и прижимается, далее переносится на печь и прогревается на печи несколько секунд. После этого производится снятие скотча с подложки под острым углом к поверхности  $\text{SiO}_2$ . Для получения 2D-кристалла диселенида ниобия  $\text{NbSe}_2$  эксфолиация производится на PDMS. Перед процедурой эксфолиации поверхность PDMS очищается от загрязнений с помощью клейкой ленты. Для отщепления флейков необходимо плотно прижать PDMS к выбранной области на скотче и резко оторвать.

Сборка трехслойной структуры  $\text{hBN}/\text{NbSe}_2/\text{hBN}$  осуществляется на поликарбонате на PDMS с помощью трансфер машины при температуре вакуумного столика  $90^\circ\text{C}$ . Контролирование процесса переноса флейков осуществлялось с помощью микроскопа. Свойства поликарбоната упрощают процесс создания структуры и выкладки ее на неровную поверхность волновода. Фотография перенесенной структуры  $\text{hBN}/\text{NbSe}_2/\text{hBN}$  приведена на рис. 2.

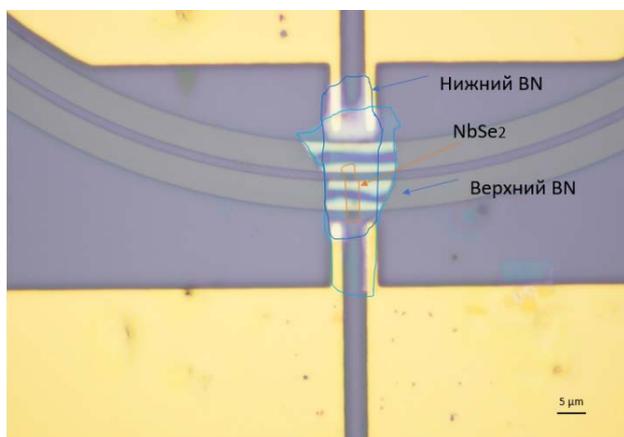


Рис. 2. Фотография перенесенной на волновод структуры  $\text{hBN}/\text{NbSe}_2/\text{hBN}$

## Выводы

Было проведено моделирование волновода на телекоммуникационные длины волн, что позволило разработать чертеж волноводной структуры. Также

данные моделирования помогают рассчитать необходимые размеры двумерных кристаллов для создания структур с необходимыми характеристиками. На данный момент разработан и отлажен технологический маршрут изготовления оптических схем на телекоммуникационные, а также на терагерцовые волны. Получены первичные измерения характеристик графена и диселенида ниобия.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00014.

## Литература

1. J. Wu, et al. Two-dimensional materials for in-tegrated photonics: recent advances and fu-ture challenges // *Small Science*. 2021. V. 1, no. 4. P. 2000053.
2. J. Gavin, et al. Niobium diselenide superconducting photodete “, *Appl. Phys. Lett.* 114. 251103 (2019).
3. C. Xiang, W. Jin, J. E. Bowers. Silicon nitride passive and active photonic integrated circuits: Trends and prospects // *Photonics Res.* 2022. 10. A82–A96.
4. P. Muñoz, et al. Silicon nitride photonic inte-gration platforms for visible, near-infrared and mid-infrared applications // *Sensors*. 2017. V. 17, no. 9. P. 2088.
5. J. Xie, W. Ye, L. Zhou, X. Guo, X. Zang, L. Chen, Y. Zhu. A Review on Terahertz Technologies Accelerated by Silicon Photonics // *Nanomaterials*. 2021. 11. 1646. <https://doi.org/10.3390/nano11071646>.
6. B. Song, H. Gu, S. Zhu, H. Jiang, X. Chen, C. Zhang, S. Liu. Broadband optical properties of graphene and HOPG investigated by spectroscopic Mueller matrix ellipsometry // *Appl. Surf. Sci.* 439. 1079–1087 (2018).
7. D. V. Grudin, G. A. Ermolaev, D. G. Baranov, A. N. Toksumakov, K. V. Voronin, A. S. Slavich, A. A. Vyshnevyy, A. B. Mazitov, I. A. Kruglov, D. A. Ghazaryan, A. V. Arsenin, K. S. Novoselov, V. S. Volkov. Hexagonal boron nitride nanophotonics: a record-breaking material for the ultraviolet and visible spectral ranges // *Mater. Horiz.* (2023).
8. B. Munkhbat, P. Wrobel, T. J. Antosiewicz, T. O. Shegai. Optical constants of several multilayer transition metal dichalcogenides spectroscopic ellipsometry in the 300–1700 nm range: High index, anisotropy, and hyperbolicity // *ACS Photonics*. 9. 2398–2407 (2022).

# Технология изготовления переходов Nb-AlO<sub>x</sub>-Al сверхпроводник – изолятор – нормальный металл

М. А. Маркина<sup>1,2,\*</sup>, М. А. Тарасов<sup>1</sup>, А. М. Чекушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028

\*markina\_ma@hitech.cplire.ru

Предложена технология изготовления Nb-AlO<sub>x</sub>-Al переходов сверхпроводник – изолятор – нормальный металл (СИН) методом SNEAP (от англ. Selective Niobium Etching and Anodization Process), способных работать при температурах жидкого гелия, в которых роль сверхпроводника выполняет ниобий. Достигнут параметр качества изготовленных структур – отношение  $R_d/R_n = 7,80$  при теоретически ожидаемом 9,67. Разброс характерных параметров по подложке 24×24 мм не превышает 6%.

## Введение

Детекторы на основе СИН-переходов зарекомендовали себя как высокочувствительные приемные устройства в широкой полосе частот от 0,1 до 1 ТГц [1–3]. Классическим методом формирования СИН-переходов является метод теневого напыления [4], однако термически напыленный ниобий по своим характеристикам хуже, чем при магнетронном напылении [5]. Поэтому мы исследуем магнетронное напыление трехслойной структуры без разрыва вакуума с последующим формированием СИН-переходов методом контактной фотолитографии. Основным материалом при изготовлении этих структур является Al, у которого температура сверхпроводящего перехода 1,2 К, а рабочие температуры таких детекторов 0,3 К и ниже. В данной работе представлена разработка, изготовление и исследование СИН-переходов из Nb и Al, способных работать при температурах кипения жидкого гелия (4,2 К) путем перехода металла ниобия ( $T_c = 9,2$  К) в сверхпроводящее состояние. Повышение рабочей температуры чувствительных структур позволяет избежать использования громоздких и сложных криостатов на основе импульсных трубок или криостатов растворения. Параметром качества таких структур является отношение асимптотического значения сопротивления к дифференциальному сопротивлению перехода  $R_d/R_n$  [6].

## Технология изготовления

На кремниевой подложке методом фотолитографии формируется маска из фоторезиста, определяющая геометрию базового электрода, после чего происходит изготовление трехслойной структуры за один вакуумный цикл. Нижний слой из алюминия толщиной 100 нм осаждается методом магнетронного напыления в плазме аргона на постоянном токе. Барьерный слой производится термическим окислением поверхности алюминия в чистом кислороде при постоянном давлении 1 мбар и комнатной температуре (20 °С) 30 мин. При термическом окислении не нарушается структура пленки металла и не изменяются ее поверхностные свойства, которые обуславливают характеристики туннельных переходов. После окисления алюминия методом магнетронного напыления наносят верхний слой Nb толщиной 80–100 нм.

Площадь СИН-перехода формируется методом SNEAP (от англ. Selective Niobium Etching and

Anodization Process) с помощью реактивно-ионного травления (RIE) в химически активной среде CF<sub>4</sub> путем удаления слоя верхнего Nb многослойной структуры по маске из фоторезиста (контактная фотолитография). В плазме CF<sub>4</sub> слой AlO<sub>x</sub> не травится и действует как стоп-слой, предотвращая дальнейшее травление структуры. Далее производится анодизация в этиленгликолевом растворе пентабората аммония, в результате которой по периметру СИН-перехода вырастает оксидный слой, способствующий избеганию возможных микрозакоротов в области переходов. Затем методом RF-магнетронного напыления наносят слой SiO<sub>2</sub> толщиной 250 нм, обеспечивающий изоляцию между базовым и верхним подводящим электродами. Вскрытие контактов к переходам осуществляется методом взрывной литографии. Этим же методом изготавливаются верхний электрод и контактные площадки.

## Результаты

По описанной технологии были изготовлены тестовые образцы. По четырехточечной схеме были измерены ВАХ структур. Затем полученные ВАХ были аппроксимированы формулой для одночастичного тока туннелирования  $I \approx \frac{\sqrt{\pi \Delta k_B T_e}}{\sqrt{2} e R} \exp\left[\frac{-\Delta - eV}{k_B T_e}\right]$ , полученной с помощью модели БКШ,  $\Delta$  – величина щели сверхпроводника,  $T_e$  – температура электронной подсистемы структуры.

ВАХ СИН-структуры (площадь перехода  $\approx 110$  мкм<sup>2</sup>) и аппроксимация ее теоретической формулой для одночастичного туннельного тока представлена на рис. 1. Щель ниобия в сверхпроводящем состоянии  $\Delta \approx 1,35$ –1,4 мВ. Эти данные взяты из ВАХ образцов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb, изготовленных по этой же технологии, так как значение щели более четко выражено на вольт-амперной характеристике джозефсоновских переходов [7].

На рис. 2 приведены теоретически ожидаемая и экспериментальные зависимости параметра  $\frac{R_d}{R_n} = \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi\Delta}} \exp\left(\frac{\Delta}{kT_e}\right) \left(\cosh \frac{eV}{kT_e}\right)^{-1}$  от напряжения смещения. Теоретически ожидаемое при температуре 4,2 К  $R_d/R_n = 9,67$ . Максимальное наблюдаемое при нулевом напряжении  $R_d/R_n = 7,8$ . Мы предполагаем, что характерный параметр ниже возможного как из-за микрозакоротов по периметру СИН-перехода, так и

из-за электрических наводок при недостаточной экранировке и фильтрации. На переходах площадью  $\approx 15\text{--}20 \text{ мкм}^2$  наблюдалось значение параметра  $R_d/R_n$  до значений  $\approx 5\text{--}6$ , что качественно подтверждает наличие микрозакоротов, которые более шунтируют переходы меньшей площади. Планируется доработка технологии, например, увеличение времени анодизации и варьирование толщины слоя изоляции.

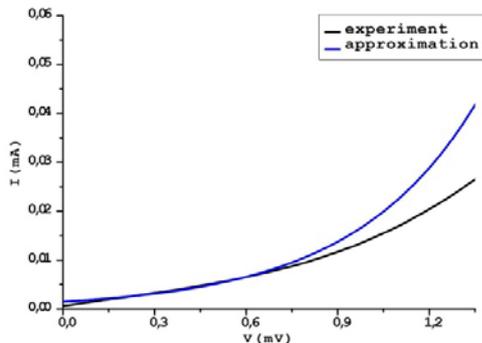


Рис. 1. ВАХ СИН-структуры

Среднее значение параметра  $R_d/R_n$ , наблюдаемого на структурах, соответствует  $7,65 \pm 0,18$ . Наибольшее отклонение  $R_d/R_n$  от среднего значения по подложке размера  $24 \times 24 \text{ мм}$  составляет 3,4%, у половины переходов отклонение менее 1%. Получаемый в результате использования предложенной технологии формирования туннельных переходов разброс параметров приемлем для изготовления СИН-структур.

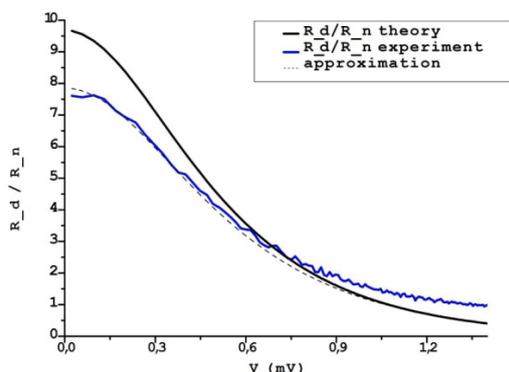


Рис. 2. Зависимость параметра  $R_d/R_n$  от напряжения смещения

Среднее значение параметра  $R_n S = 2,25 \pm 0,09 \text{ кОм} \cdot \text{мкм}^2$ . Максимальное отклонение  $R_n S$  от среднего значения по подложке размера  $24 \times 24 \text{ мм}$  составляет

6%, у половины переходов – меньше 2%. То есть способ формирования барьерного слоя обеспечивает равномерность толщины окисла и воспроизводимость результата.

## Выводы

Изготовлены образцы с СИН-переходами на основе Nb и Al по технологии SNEAP, достигнут параметр качества изготовленных структур – отношение  $R_d/R_n = 7,80$  при теоретически ожидаемом 9,67. Среднее значение параметра  $R_n S = 2,25 \pm 0,09 \text{ кОм} \cdot \text{мкм}^2$ .

Опробованная технология позволяет изготовить качественные СИН-переходы, разброс параметров по подложке которых не превышает 6%, что позволяет использовать ее для создания структур, например, приемных устройств, охладителей и термометров.

Образцы изготовлены и исследованы на уникальной научной установке «Криоинтеграл» № 352529.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №23-79-10262 (<https://rscf.ru/project/23-79-10262/>).

## Литература

1. Clarke J., Hoffer G., Richards P. Superconducting tunnel junction bolometers // *Revue de physique appliquée*. 1974. Vol. 9. P. 69–71.
2. Golubev D., Kuzmin L. Nonequilibrium theory of a hot-electron bolometer with normal metal-insulator-superconductor tunnel junction // *Journal of Applied Physics*. 2001. Vol. 89. P. 6464–6472.
3. Tarasov M., Kuzmin L., Stepanov E., et al. Terahertz spectroscopy with a Josephson oscillator and a SINIS bolometer // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2004. Vol. 79. P. 298–303.
4. Niemeyer J. EINE EINFACHE METHODE ZUR HERSTELLUNG KLEINSTER JOSEPHSON-ELEMENTE. – 1974.
5. AL-GHAMDI, ENNAWY, BENNETT, Vradis, Alexandros. Preparation and Properties of Niobium Thin Films // *Journal of King Abdulaziz University-Science*. 5. 10.4197/Sci.5-1.9. 1993.
6. Feshchenko A. V., et al. Tunnel-junction thermometry down to millikelvin temperatures // *Physical Review Applied*. 2015. Vol. 4, no. 3. P. 034001.
7. Filippenko L. V., et al. Submillimeter superconducting integrated receivers: Fabrication and yield // *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2001. T. 11, № 1. С. 816–819.

# Электродинамическое моделирование смесителя с гетеродином на чипе на основе ВТСП джозефсоновского перехода

Е. А. Матрозова<sup>1,2</sup>, А. В. Чигинев<sup>1,2</sup>, Л. С. Ревин<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный технический университет им. П. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950  
\*rls@ipmras.ru

Проведено электродинамическое моделирование системы смесителя с гетеродином на основе ВТСП джозефсоновского перехода на одном чипе. Исследованы различные способы возбуждения джозефсоновского смесителя гетеродинным источником на одном чипе: копланарная линия, антенна Вивальди, ближнепольное взаимодействие. Показано, что возбуждение с использованием микрополоска и ближнепольного взаимодействия недостаточно эффективно. Более интересным представляется случай с использованием антенны Вивальди. Предложен новый модифицированный дизайн антенны Вивальди, показавший приемлемые результаты передачи сигнала для частот до 150 ГГц.

## Введение

В последние годы благодаря уникальным свойствам ВТСП джозефсоновских контактов их использование для создания электронных устройств получило широкое распространение. Одной из практически важных задач представляется создание смесителя с гетеродином на чипе на основе ВТСП джозефсоновского перехода. Смешение сигналов непосредственно на чипе имеет ряд преимуществ по сравнению со смешением сигнала с внешним гетеродином: компактность, малые потери, низкие шумы. В представленной работе выполнено электродинамическое моделирование различных способов возбуждения джозефсоновского смесителя гетеродинным источником: копланарная линия, антенна Вивальди, ближнепольное взаимодействие, а также предложен новый модифицированный дизайн антенны Вивальди, позволяющий передавать опорный сигнал с частотами до 150 ГГц.

## Результаты

Для реализации возбуждения ВТСП джозефсоновского смесителя ближнепольным взаимодействием было предложено использование диполя и лог-периодической антенны с расположенным в ее центре портом с импедансом 5 Ом, что соответствует характерному импедансу ВТСП джозефсоновского перехода. Для увеличения емкостной связи форма диполя была выполнена в виде линии, повторяющей край лог-периодической антенны. Наилучший результат был достигнут при импедансе порта диполя 50 Ом, при этом для частоты порядка 20 ГГц параметр  $S_{1,2}$  имел значение порядка  $-5$  дБ, что указывает на наличие слабого взаимодействия антенны и диполя посредством ближнего поля. Слабость ближнепольного взаимодействия обусловлена малостью торцевых площадей структур, образующих стенки «конденсатора». При этом важную роль во взаимодействии структур начинают играть краевые эффекты распространения электромагнитных полей. Слабость и узкополосность ближнепольного взаимодействия существенно ограничивает возможность его использования для возбуждения джозефсоновского смесителя.

Другой способ возбуждения ВТСП джозефсоновского смесителя, представляющего собой лог-периодическую антенну с размещенным в ее центре

джозефсоновским переходом, может быть реализован посредством копланарной линии. Моделирование показало, что сигнал в такой системе проходит только в узкой полосе частот до 20 ГГц.

Более перспективным представляется способ возбуждения джозефсоновского смесителя с помощью антенны Вивальди, представляющей собой сверхширокополосный излучатель, построенный на основе расширяющейся щелевой линии (рис. 1). Импеданс порта, расположенного в лог-периодической антенне, составил 5 Ом, импеданс порта, расположенного в антенне Вивальди – 50 Ом.

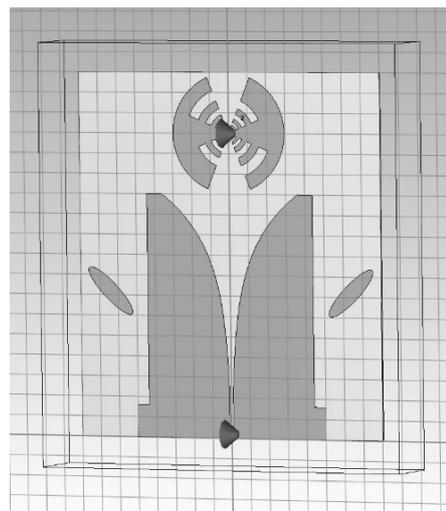


Рис. 1. Дизайн смесителя с лог-периодической антенной и антенной Вивальди

На рис. 2 приведены  $S$ -параметры для данной системы. Из графика видно, что передача сигнала возможна в диапазоне от 50 до 130 ГГц, при этом  $S_{1,2}$  находится примерно на уровне  $-15$  дБ. Такое существенное подавление сигнала объясняется особенностями работы используемых антенн: опорный сигнал антенны Вивальди излучается вдоль подложки, однако приемная лог-периодическая антенна принимает основную часть сигнала перпендикулярно к подложке. Для решения данной проблемы было предложено использовать новый гибридный вариант антенны, в котором смеситель совмещает в себе оба типа антенн и позволяет принимать большую часть сигнала, распространяемого вдоль подложки (рис. 3).

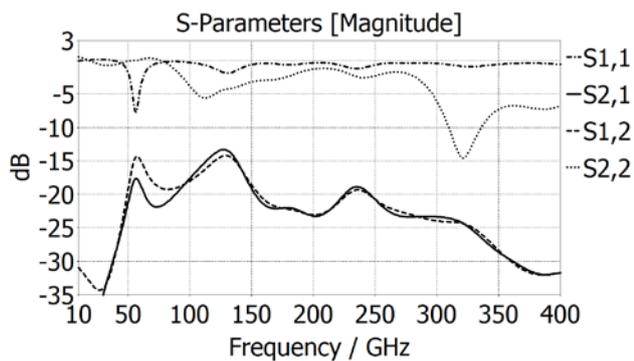


Рис. 2. S-параметры при возбуждении лог-периодической антенны с помощью антенны Вивальди

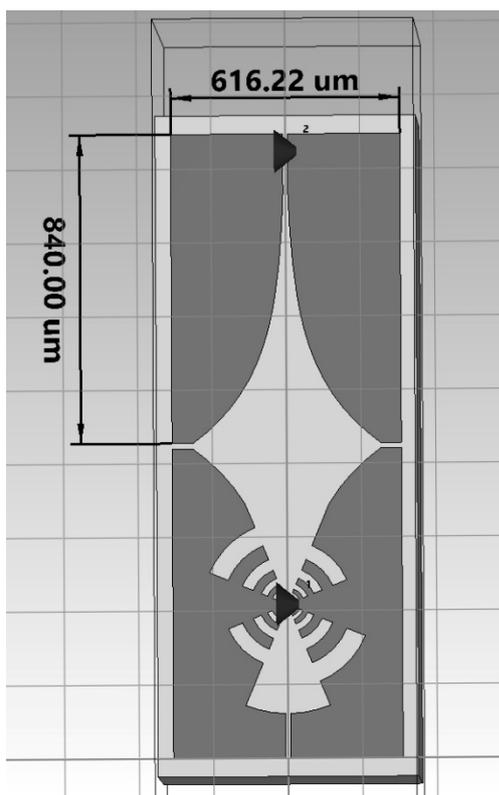


Рис. 3. Дизайн смесителя с гибридной антенной

Еще одним недостатком рассмотренной системы является низкий импеданс ВТСП джозефсоновского контакта, ведущий к сложностям согласования. Для решения данной проблемы более перспективным

представляется использование высокоомных ВТСП-контактов с сопротивлением порядка 50 Ом [1, 2].

S-параметры полученной системы приведены на рис. 4. В расчетах сопротивление обоих портов составило 50 Ом. Видно, что в полосе от 20 до 150 ГГц  $S_{1,2}$  соответствует значению примерно  $-10$  дБ, что значительно превосходит результаты, полученные для системы со стандартной лог-периодической антенной.

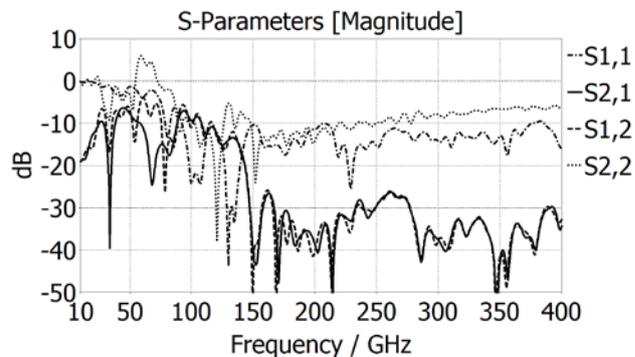


Рис. 4. S-параметры при возбуждении гибридной антенны с помощью антенны Вивальди

### Выводы

В результате электродинамического моделирования было получено, что создание смесителя, расположенного полностью на чипе с использованием ВТСП джозефсоновского контакта, возможно. При этом важным вопросом является выбор способа возбуждения смесителя. Возбуждение с использованием копланарной линии и ближнепольного взаимодействия показало недостаточную эффективность. Более интересным представляется вариант возбуждения смесителя с помощью антенны Вивальди, отличающейся своей широкополосностью и большими возможностями подстройки дизайна.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-79-10384-П.

### Литература

1. H. Shimakage, Y. Uzawa, M. Tonouchi, and Z. Wang // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. 7. P. 2595.
2. D. Cunnane, et al. // Appl. Phys. Rev. 2016. 109. P. 112602.

# Операции с нулевыми модами в топологическом джозефсоновском контакте

Ю. Г. Махлин

Лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, Москва  
Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка

Исследуется возможность реализации майорановских нулевых мод в топологическом джозефсоновском контакте на поверхности трехмерного топологического изолятора в поперечном магнитном поле. Обсуждается возможность управления квантовым состоянием системы.

В джозефсоновском контакте на поверхности трехмерного топологического изолятора могут быть реализованы одномерные майорановские нулевые моды [1]. Во внешнем магнитном поле в такой системе могут формироваться нульмерные (точечные) майорановские нулевые моды [2], которые могут использоваться для реализации топологически устойчивых квантовых операций.

Такие нулевые моды локализованы на джозефсоновских вихрях, их количество и положение контролируется величиной приложенного поля и разностью фаз сверхпроводящего параметра порядка на контакте. В подобной системе квантовые операции могут проводиться путем переплетения нулевых мод, которое может осуществляться при помощи пространственного перемещения джозефсоновских вихрей в усложненной системе или за счет гибридизации соседних мод. В последнем случае сила гибридизации должна зависеть от взаимного положения джозефсоновских вихрей и может контролироваться локально магнитным полем [3]. Исследована сила гибридизации при различных значениях параметров. В частности, было показано, что она обращается в ноль в дираковской точке. Это может рассматриваться как дополнительная защита квантового состояния нулевых мод. С другой стороны, химический потенциал системы дает дополнительный параметр для проведения квантовых операций и для квантово-информационных приложений [4].

Восприимчивость системы нулевых мод к фазово-когерентным явлениям в контакте позволяет иссле-

довать взаимное влияние сверткеучего транспорта и квантово-когерентной динамики. В частности, при помощи джозефсоновской интерферометрии в магнитном поле оказывается возможным провести измерение квантового состояния, что является еще одним необходимым составляющим элементом систем, реализующих платформу для квантовых вычислений. Изучается ток-фазовая характеристика в зависимости от магнитного поля. Проведена оценка условий для проведения высокоточного квантового измерения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке ПФИ НИУ ВШЭ.

## Литература

1. L. Fu and C. L. Kane. Superconducting proximity effect and majorana fermions at the surface of a topological insulator // *Phys. Rev. Lett.* 100. 096407 (2008).
2. A. C. Potter and L. Fu. Anomalous supercurrent from majorana states in topological insulator josephson junctions // *Phys. Rev. B.* 88:121109 (2013).
3. S. S. Hegde, G. Yue, Y. Wang, E. Huemiller, D. J. Van Harlingen, and S. Vishveshwara. A topological josephson junction platform for creating, manipulating, and braiding Majorana bound states // *Ann. Phys.* 423. 168326 (2020).
4. S. Backens, A. Shnirman, and Yu. Makhlin. Topological Josephson junction in transverse magnetic field // *Письма в ЖЭТФ.* 2022. 116. 855.

# Матричные приемники на основе RF TES -детектора

А. В. Меренков<sup>1,\*</sup>, Т. М. Ким<sup>1</sup>, В. И. Чичков<sup>1</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр.оспект, д. 4, Москва, 119049

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, Москва, 125009.

\*merenkov.alexey92@gmail.com

В работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на разработку матричных изображающих детекторов из 7 и 49 пикселей на основе технологии RF TES.

## Введение

Наиболее чувствительными приемниками терагерцового диапазона частот являются детекторы, основанные на свойствах сверхпроводящих материалов. Так, резкое изменение сопротивления в узком температурном диапазоне вблизи критической температуры сверхпроводника было использовано при создании болометра на краю сверхпроводящего перехода (Transition Edge Sensor) [1]. В работах [2, 3] продемонстрирован разогрев электронного газа в тонких разупорядоченных пленках вблизи критической температуры сверхпроводника, что привело к развитию болометров на горячих электронах (Hot Electron Direct Detector), потенциально имеющих рекордную чувствительность. Измерение состояния чувствительного элемента (его сопротивления) осуществляется на постоянном токе с помощью SQUID - усилителя [3]. Инерция куперовских пар на СВЧ - токе в сверхпроводниках стала основой для детекторов на основе кинетической индуктивности (Microwave Kinetic Inductance Detector) [4]. В отличие от TES детекторы на кинетической индуктивности функционируют вдали от критической температуры. Применение планарной технологии изготовления и технологии частотного мультиплексирования с использованием одного низкошумящего усилителя позволяет сравнительно легко конструировать матричные приемники из сотен или тысяч пикселей на основе MKID -детекторов. Интегрирование мостика, работающего вблизи его критической температуры, в резонатор [5, 6] с частотой, лежащей в области СВЧ, позволяет использовать в RF TES -детекторе удобную систему считывания (схожую с MKID), а низкая рабочая температура – эффект разогрева электронного газа с высокой чувствительностью.

## Результаты

На сегодняшний день спроектированы два варианта матрицы: каждому пикселю соответствует индивидуальная иммерсионная линза (7 пикселей) и вариант многолучевой линзы (7 лучей из каждой линзы – 49 пикселей). Единичный детектор представляет собой четвертьволновой резонатор, в который интегрирована приемная антенна с мостиком. Каждый резонатор слабо связан с проходящей линией накачки и опроса. На первом этапе исследования спроектирован, изготовлен и измерен в криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 2 – 5 К тестовый прототип матричного детектора, чувствительные элементы которого были заменены на перемычки из ниобия, что позволило определить правильность настройки

отдельных резонаторов. На втором этапе такая матрица исследовалась в криостате растворения при температурах 200 – 400 мК с гафниевыми микромостиками с использованием источника термодинамического излучения [7]. Второй многолучевой вариант, позволяющий размещать на одной иммерсионной линзе вблизи ее оптической оси антенны семи пикселей, превращает семипиксельную матрицу в матрицу из 49 пикселей. Конструкция единичного пикселя для многолучевой линзы представляет собой четвертьволновой резонатор, связанный с передающей линией за счет посредства емкости, что аналогично детекторам на кинетической индуктивности [4], но антенна с мостиком связана с резонатором вблизи закороченной части посредством специально подобранной индуктивности связи [8]. Такое решение позволяет сделать многолучевую матрицу более компактной.

## Выводы

Продемонстрированы практическая реализация матричного детектора на основе RF TES -болометра и подходы к расчету его матрицы в компактном исполнении.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта К2-2022-029 в рамках Стратегического стратегического проекта «Квантовый интернет» Программы Стратегического стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

## Литература

1. D. Martin and D. Bloor // *Cryogenics*. 1960, vol. 1, p. 159.
2. A. Shurakov, Y. Lobanov and G. Gol'tsman // *Supercond. Sci. Technol.* 2016, vol. 29, p. 023001.
3. B. S. Karasik and R. Cantor // *Appl. Phys. Lett.*, 2011, vol. 98, 193503.
4. J. S. Lee, J. Gildemeister, W. Holmes, A. Lee, and P. Richards // *Applied Optics*, 1998, vol. 37 (16), p. 3391–3397.
5. J. Zmuidzinas // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2012, vol. 3, 169–214.
6. S. V. Shitov, A. A. Kuzmin, M. Merker, V. I. Chichkov, A. V. Merenkov, A. B. Ermakov, A. V. Ustinov, M. Siegel // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2017, vol. 27 (4), p. 1–5.
7. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // *Физика твердого тела*. 2022. Т. 64, № 10. С. 1404.
8. Т. М. Ким, А. В. Меренков, А. Б. Ермаков, Л. С. Соломатов, В. И. Чичков и С. В. Шитов // *Журнал технической физики*. 2023. Т. 93, № 7. С. 995.
9. С. В. Шитов // *Журнал технической физики*. 2023. Т. 93, № 7.

# Измерение амплитудно-частотной характеристики смесителя на туннельном СИС-переходе с использованием сигнала промежуточной частоты

Г. П. Назаров<sup>1,2,3,\*</sup>, А. В. Худченко<sup>2,3</sup>, И. В. Третьяков<sup>2,3</sup>, К. И. Рудаков<sup>2,3</sup>,  
И. В. Ивашенцева<sup>1,2</sup>, Л. В. Филиппенко<sup>2,3</sup>, Р. Хеспер<sup>4</sup>, А. М. Барышев<sup>4</sup>, В. П. Кошелец<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 109028

<sup>2</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009

<sup>4</sup>Kapteyn Astronomical Institute, Groningen, 9747 AD The Netherlands

\*gnazarov@edu.hse.ru

В работе проведено измерение амплитудно-частотной характеристики гетеродинного приемника на основе смесителя на туннельном переходе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) для частотного диапазона 211–275 ГГц и проведено сравнение с моделированием амплитудно-частотной характеристики приемника с использованием сигнала промежуточной частоты (ПЧ). Расчеты показали причину появления «артефактов» при проведении измерений в режиме промежуточной частоты и дали явный ответ на вопрос о величине «обужения» спектров приемника по сравнению с измерениями по постоянному току.

## Введение

Для оценки амплитудно-частотной характеристики гетеродинного приемника на основе смесителя на туннельном переходе сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) для частотного диапазона 211–275 ГГц используется стандартный метод фурье-спектрометрии (ФТС) с использованием интерферометра Майкельсона. В стандартном измерении откликом детектора является ток СИС-смесителя, который линейно пропорционален мощности детектируемого сигнала. При этом СИС-смеситель в составе приемника по умолчанию оснащен малошумящим усилителем промежуточной частоты (ПЧ), и выход этого усилителя также может быть использован для получения спектрограммы. С учетом высокой чувствительности криогенного ПЧ-усилителя спектры, полученные таким методом, зачастую имеют лучшее соотношение сигнал-шум по сравнению с измерениями по постоянному току. Однако спектры, полученные с помощью ПЧ-выхода, немного более узкие, чем полученные по постоянному току. Это может быть объяснено тем, что сигнал на промежуточной частоте является результатом свертки входного сигнала с самим собой со смещением по частоте на величину используемой промежуточной частоты. С учетом этого эффекта можно утверждать, что измерение амплитудно-частотной характеристики СИС-смесителя с использованием ПЧ-сигнала является эффективным практическим методом.

## Результаты

Для получения экспериментальной амплитудно-частотной характеристики гетеродинного приемника использовался метод фурье-спектрологии (ФТС) при измерении отклика по прямому току (Direct Current, DC) (рис. 1, 2), который пропорционален мощности детектируемого сигнала. При этом измерения по промежуточной частоте лучше по отношению сигнал/шум по сравнению с измерением ПЧ (IF). Но при этом на частоте, равной значению промежуточной частоты, присутствует артефактный выброс

мощности. Данный пик на ПЧ можно объяснить, проведя свертку сигнала спектра с самим собой, смещенным на ПЧ, как и более узкий спектр сигнала ПЧ по сравнению с прямым током.

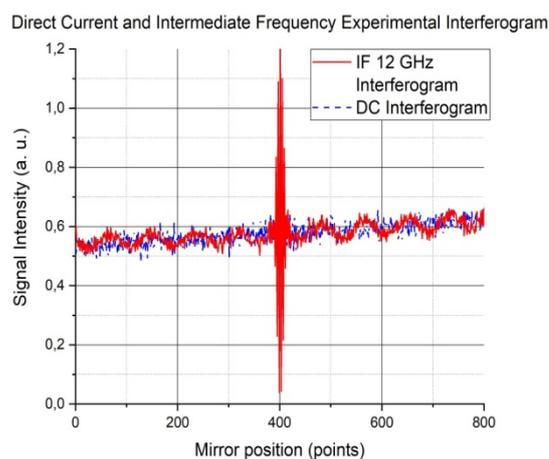


Рис. 1. Экспериментальные интерферограммы для случаев IF и DC

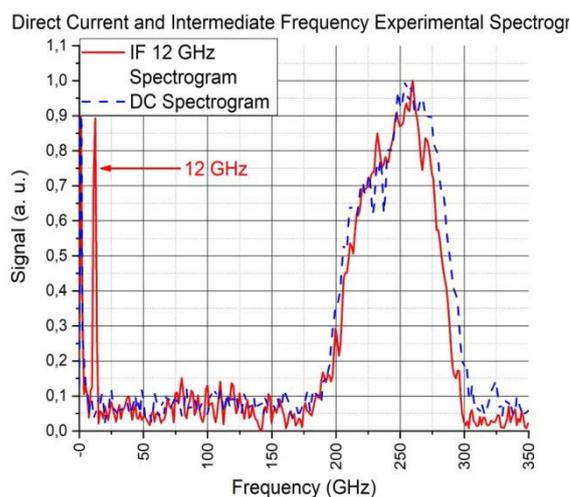


Рис. 2. Экспериментальная спектрограмма для случаев IF и DC

Результаты моделирования приведены на рис. 3 и 4. Видно, что на ПЧ должен появляться пик ПЧ-сигнала и происходить обужение формы спектра.

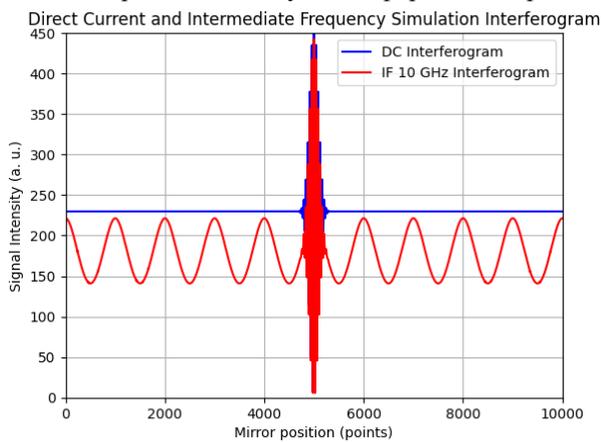


Рис. 3. Расчетные интерферограммы для случаев IF и DC

### Выводы

В результате моделирования доказан эффект обужения спектра при измерении сигнала с помощью метода ПЧ. Для получения спектра сигнала как по постоянному току придется произвести преобразование полученного ПЧ-спектра.

При исследовании была использована уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.

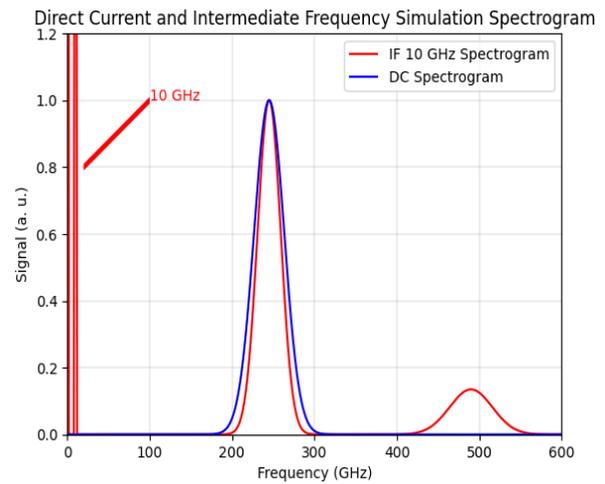


Рис. 4. Расчетные спектрограммы для случаев IF и DC

### Финансирование

Работы выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-00061 (<https://rscf.ru/project/23-79-00061/>).

### Литература

1. Rudakov K. I., Khudchenko A. V., Filippenko L. V., Paramonov M. E., Hesper R., da Costa Lima D. A. R., Baryshev A. M., Koshelets V. P. THz Range Low-Noise SIS Receivers for Space and Ground-Based Radio Astronomy // Applied Sciences. 2021. Vol. 11, no. 21, p. 10087.

# Вольт-амперные характеристики внутренних джозефсоновских переходов в электронно-легированном сверхпроводнике $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$

В. Н. Неверов<sup>1,\*</sup>, Т. Б. Чарикова<sup>1</sup>, Д. И. Девятериков<sup>1</sup>, М. Р. Попов<sup>1</sup>,  
Н. Г. Шелушина<sup>1</sup>, А. А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИФМ УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990

<sup>2</sup>НИЯУ МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409

\*neverov@imp.uran.ru

Исследованы вольт-амперные характеристики для тока вдоль оси  $c$  с соединениями  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  на эпитаксиальных пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с содержанием церия  $x = 0,145$  и  $0,15$ . Для всех образцов установлено, что на вольт-амперных характеристиках наблюдается несколько резистивных ветвей, соответствующих резистивным состояниям отдельных джозефсоновских переходов. Результаты подтверждают идею о туннельном механизме переноса носителей заряда между слоями  $\text{CuO}_2$  (переход сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник) для исследованного соединения  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ .

## Введение

Внутренний эффект Джозефсона как туннелирование куперовских пар между соседними слоями  $\text{CuO}_2$  в сильно анизотропном слоистом кристалле является неотъемлемой частью современных представлений в физике высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и интенсивно исследуется в последние десятилетия (см. обзоры [1, 2]).

Соседние сверхпроводящие слои в высокотемпературном сверхпроводнике слабо связаны, в результате чего монокристаллы, по существу, действуют как вертикальные стопки сотен джозефсоновских переходов. Экспериментальные работы по изучению эффектов туннелирования носителей вдоль оси  $c$  в высокоанизотропных ВТСП (см. ссылки в [1, 2]) ясно показали, что материалы ведут себя как набор джозефсоновских переходов сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (SIS).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) совокупности джозефсоновских туннельных переходов состоят из нескольких ветвей, каждая из которых соответствует индивидуальному контактам, переходящим в квазиэлектрическое (нормальное) состояние при превышении приложенным внешним током  $I$  величины критического тока  $I_c$ .

Почти все характеристики собственных джозефсоновских переходов наблюдались в дырочно-легированных купратах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (BSCCO) или  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  (TBCCO), а для электронно-легированных купратов имеются лишь отдельные исследования: для кристалла  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  [3] и для меза-структуры, изготовленной на поверхности монокристалла  $\text{Sm}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  [4].

Цель нашей работы – выяснить особенности проявления нелинейных динамических свойств внутреннего эффекта Джозефсона в электронно-легированном высокотемпературном сверхпроводнике  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  (NCCO) с оптимальным режимом отжига.

## Результаты

Эпитаксиальные пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0,145$  и  $0,15$  и с ориентацией  $(1\bar{1}0)$ , синтезированные методом импульсного лазерного осаждения, бы-

ли аттестованы с помощью дифрактометра PANalytical Empyrean Series 2 с излучением  $\text{CuK}\alpha$  ( $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ ). Измерения проводились при параллельной геометрии регистрации лучей. Были обнаружены незеркальные отражения от подложки и пленки, что подтверждает тот факт, что текстура подложки задает текстуру пленки в направлении оси  $c$  (вдоль длинной стороны подложки  $\text{SrTiO}_3$ ) и доказывает эпитаксиальность пленок к подложке.

Проведены измерения вольт-амперных характеристик эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  толщиной  $3500\text{--}4000 \text{ \AA}$  с осью  $c$  решетки  $\text{NdCeCuO}$ , направленной вдоль длинной стороны подложки  $\text{SrTiO}_3$  (ориентацией  $(1\bar{1}0)$ ), для двух составов ( $x = 0,15$  и  $0,145$ ) в отсутствие внешнего магнитного поля при низких температурах  $T = 1,8\text{--}4,2 \text{ K}$ .

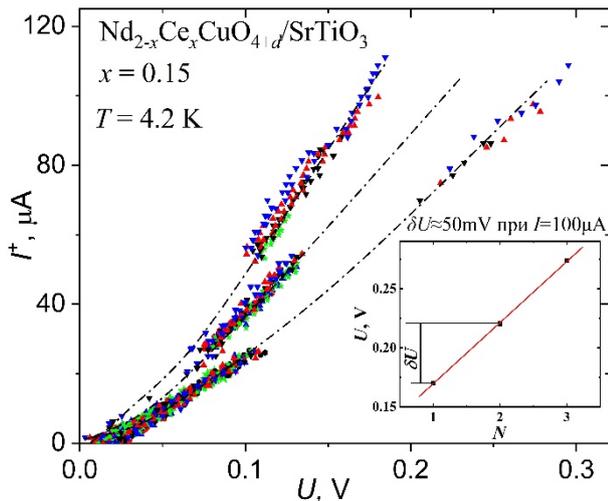
На рис. 1 представлена типичная для тока в  $c$ -направлении  $I$ – $V$  характеристика для оптимально отожженных эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с  $x = 0,15$ . В области слабых токов проявляются признаки собственных джозефсоновских переходов: наблюдаются  $N = 3$  резистивные ветви, разделенные равными интервалами  $\delta U \approx 50 \text{ мВ}$  при  $I = 100 \text{ мкА}$  (см. вставку). Видно, что для всех ветвей рост напряжения с ростом тока,  $U(I)$ , происходит плавно с достаточно высокой величиной проводимости  $\sigma(U) \equiv dI/dU$ .

На рис. 2 вольт-амперная характеристика для пленки с  $x = 0,15$  представлена в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что при  $I > \sim 5 \text{ мА}$  экспериментальные точки для всех трех ветвей укладываются на прямые линии, соответствующие зависимости  $U \sim I^{0,75}$ . Зависимости такого типа показаны на рис. 1 штрих-пунктирными линиями.

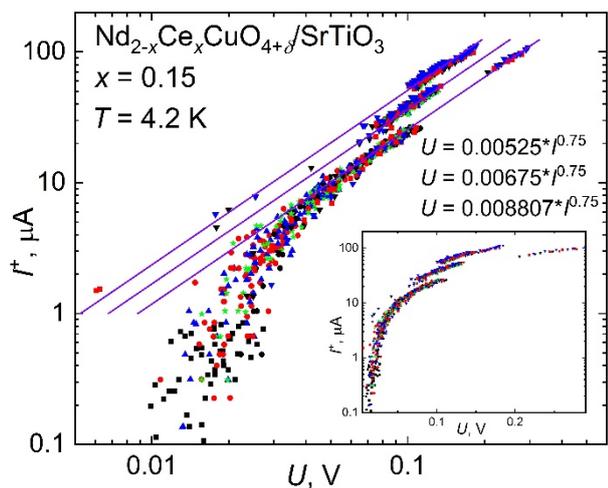
Обсудим функциональную зависимость  $U$  от  $I$  для каждой из ветвей вольт-амперной характеристики на рис. 1, 2. Для случая туннелирования между двумя идентичными сверхпроводниками БКШ-типа ( $s$ -симметрия параметра порядка) резистивные ветви должны иметь почти вертикальные скачки при напряжениях  $U$ , кратных  $2\Delta/e$ , где  $\Delta$  – сверхпроводящая щель, а в зазорах ток при низких температурах должен быть пренебрежимо мал,  $I \sim \exp(-\Delta/kT)$  [5].

Различие параметра порядка  $d$ - и  $s$ -волновой симметрии приводит к существенному изменению

$I$ - $V$  характеристик сверхпроводящих туннельных переходов.



**Рис. 1.**  $I$ - $V$  характеристика при малых токах с резистивными ветвями для собственных туннельных переходов при  $T = 4,2$  К. Штрихпунктирные линии соответствуют зависимости  $U \sim I^{0,75}$ . Вставка: напряжение для каждой подсчитанной ветви ( $N = 1, 2, 3$ ) при  $100$  мкА



**Рис. 2.** Скейлинговое поведение различных ветвей ВАХ при малых токах для эпитаксиальной пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  ( $x = 0,15$ ) при  $T = 4,2$  К. Общая ВАХ пленки показана на вставке

Туннельный переход, изготовленный из  $d$ -волновых сверхпроводников, должен показывать больший внутрищелевой ток из-за наличия узлов в угловой зависимости параметра порядка для  $d$ -волновой симметрии.

Туннельные характеристики внутренних джозефсоновских переходов в BSCCO, а также в ТВССО при низких температурах обнаруживают высокую проводимость в режиме  $U < 2\Delta/e$  (см. [1, 2, 5] и ссылки там) в отличие от БКШ-подобной плотности состояний.

Чтобы получить общую картину кривизны ВАХ ветвей в дырочно-легированных купратных ВТСП, мы представили большой набор соответствующих экспериментальных данных (как для  $\text{Bi}$ -, так и для  $\text{Tl}$ -

систем) в двойном логарифмическом масштабе, аналогично нашему рис. 2 для NCCO. Установлено, что для широкого набора дырочно-легированных образцов ВАХ отдельных ветвей подчиняются степенной зависимости  $U \sim I^\gamma$  с  $\gamma = (0,29-0,38)$ . Это хорошо согласуется с теоретическими расчетами ( $\gamma \approx 1/3$ ) в рамках стандартного туннельного формализма для SIS-перехода с  $d_{x^2-y^2}$ -симметрией сверхпроводящего параметра порядка [5].

Значительно большие значения  $\gamma = 0,75$ , наблюдаемые для NCCO, мы связываем с другим типом  $d$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка, характерным для электронно-легированных купратов [6]. Так, для купратов, легированных электронами, интерпретация спектров фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), данных, полученных на фазочувствительном сканирующем СКВИД-микроскопе, и результатов исследований низкоэнергетического электронного комбинационного рассеяния света связана с *немонотонной* формой  $d$ -симметрии параметра порядка (см. обширные ссылки в [6]) в отличие от дырочно-легированных купратов с простой *монотонной* симметрией  $d_{x^2-y^2}$ -типа.

## Выводы

Мы обнаружили, что в низкоразмерной сверхпроводящей электронно-легированной системе  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с крупномасштабной квантовой когерентностью свойства сверхпроводящих слабых связей (джозефсоновских переходов) проявляются в макроскопическом масштабе.

ВАХ оптимально отожженных эпитаксиальных пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4/\text{SrTiO}_3$  демонстрирует множественные ветви в резистивном состоянии. Такое поведение соответствует серии туннельных переходов сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник и характеризует соединение  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  как систему с внутренними джозефсоновскими контактами. В результате проведенного анализа ВАХ выяснены особенности типа симметрии спаривания в электронно-легированном купратном ВТСП  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с оптимальным режимом отжига.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5.

## Литература

1. A. A. Yurgens // Supercond. Sci. Technol. **13**. R85 (2000).
2. S. Heim *et al.* // Phys. C Supercond. **367**. 348 (2002).
3. K. Schlenga *et al.* // Phys. C Supercond. **235**. 3273 (1994).
4. T. Kawakami, M. Suzuki // Phys. Rev. B. **76**. 134503 (2007).
5. K. Schlenga *et al.* // Phys. Rev. B. **57**. 14518 (1998).
6. N. P. Armitage *et al.* // Rev. Mod. Phys. **82**. 2421 (2010).

# Характеристики структур YBCO/CeO<sub>2</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при уменьшении толщины подслоя оксида церия

А. В. Боряков<sup>1</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, С. А. Павлов<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1,\*</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\*parafin@ipmgrs.ru

Представлены результаты исследования структурных и электрофизических характеристик эпитаксиальных ВТСП-пленок при осаждении YBCO в локальные окна подложки при уменьшении толщины буферного слоя CeO<sub>2</sub> на сапфире. Показано, что критическая температура и критическая плотность тока пленок сохраняют высокие значения ( $T_c \sim 87,5$  К;  $J_c \sim 4$  МА/см<sup>2</sup>) при уменьшении толщины подслоя epiCeO<sub>2</sub> от 50 нм до 1,2 нм.

## Введение

Низкие значения диэлектрических потерь в сапфире делают подложки из этого материала очень привлекательными для изготовления на их основе электронных схем. Структуры из пленок YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-d</sub> (YBCO) изготавливаются на сапфировых подложках (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) с ориентацией (1 $\bar{1}$ 02) (r-срез). Как правило, перед напылением пленки YBCO на подложку сапфира осаждается буферный подслоя эпитаксиального оксида церия (epiCeO<sub>2</sub>) толщиной 30 ÷ 50 нм, ориентации (100), имеющий хорошее согласование с решеткой YBCO [1, 2]. Отметим, что есть работы [3], в которых сообщалось о получении сверхпроводящих пленок YBCO достаточно высокого качества на сапфире без подслоя epiCeO<sub>2</sub>.

В своих работах (см., например, [4]) для получения сверхпроводящих пленок YBCO авторы настоящего исследования использовали подложки epiCeO<sub>2</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Пленки YBCO, осаждаемые в тех же режимах на подложки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> без подслоя epiCeO<sub>2</sub>, не являются сверхпроводящими. Поэтому, формируя на подложке из сапфира рисунок из эпитаксиального оксида церия (так называемые «острова» оксида церия на сапфире) и затем осаждавая на неё YBCO, мы получаем рисунок сверхпроводящей схемы, не проводя травление пленки YBCO. Топология сверхпроводящей структуры в этом случае повторяет топологию оксида церия и формируется на этапе осаждения YBCO. «Острова» epiCeO<sub>2</sub> могут быть сформированы методом задающей маски (ЗМ) [4, 5]. Для получения субмикронных размеров «островов» предполагается использовать электронную фотолитографию вместе с сухим травлением epiCeO<sub>2</sub> или «резку» epiCeO<sub>2</sub> сфокусированным ионным пучком (FIB). При этом критически важно уменьшать толщину пленки epiCeO<sub>2</sub>, в то же время ограничений на толщину пленки YBCO здесь нет.

## Изготовление и измерение параметров YBCO-структур

Параметры пленок YBCO, выращенных на подложках с разной толщиной подслоя epiCeO<sub>2</sub>, определялись на мостиках шириной 10 мкм и длиной 30 мкм. Мостики изготавливались методом ЗМ. Последовательность формирования структур методом ЗМ следующая:

- на подложке Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (r-срез) формируется маска из фоторезиста, после чего при комнатной темпера-

туре на подложку осаждается слой аморфного оксида церия (coldCeO<sub>2</sub>);

- фоторезист вместе с напыленной на него пленкой coldCeO<sub>2</sub> удаляется с подложки в ацетоне в ультразвуковой ванне (lift-off). Таким образом, на подложке образуется ЗМ из аморфной пленки оксида церия, в которой вскрыты окна для последующего формирования в них сверхпроводящих элементов;

- на подложку при температуре  $T = 900$  °С, методом лазерного напыления осаждается CeO<sub>2</sub>, и в окнах маски образуются «острова» epiCeO<sub>2</sub>. После этого при температуре  $T = 830$  °С методом магнетронного напыления проводится осаждение YBCO.

В результате в окнах ЗМ на «островах» epiCeO<sub>2</sub> формируются сверхпроводящие элементы, а между ними, на слое coldCeO<sub>2</sub>, – разделительные несверхпроводящие области.

Структурные характеристики образцов были измерены методом рентгеновской дифракции. На образце №1 толщина epiCeO<sub>2</sub> была измерена методом рентгеновской дифракции и определена скорость роста epiCeO<sub>2</sub>. На остальных образцах толщина задавалась по числу лазерных импульсов, нормированному на образец №1. Точность определения толщины – 10%. Измерения критической температуры ( $T_c$ ) и критического тока ( $I_c$ ) проводились стандартным четырёхзондовым методом в сосуде Дьюара с жидким азотом. Чувствительность по напряжению – 1 мкВ. Зависимость  $R(T)$  измерялась при токе 100 мкА.

Результаты измерений образцов приведены в табл. 1.

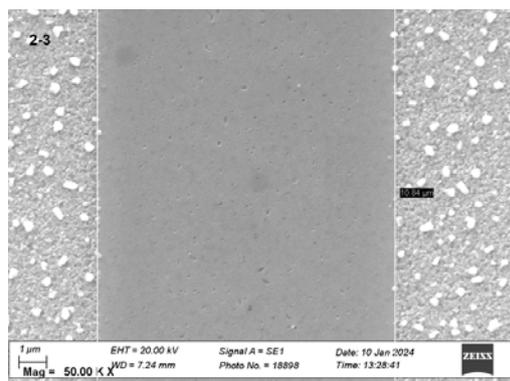
Таблица 1. Структурные и электрофизические параметры ВТСП-мостиков на образцах с различной толщиной оксида церия

№	epiCeO <sub>2</sub>		YBCO			$I_c$ , МА	$J_c$ , МА/см <sup>2</sup>	$T_c$ , К
	$h$ , нм	$\Delta\omega$ , °	$t$ , нм	$\Delta\omega$ , °	$c$ , нм			
1	50	1,3	100	0,84	1,166	42,9	4,0	87,0
2	5	1,2	100	0,85	1,166	43,0	4,1	87,6
3	2,5	-	100	-	-	44,0	4,2	87,4
4	1,2	-	100	-	-	40,0	3,8	87,5

Примечание:  $h$  – толщина epiCeO<sub>2</sub>,  $t$  – толщина пленки YBCO;  $\Delta\omega$  – полуширина кривой качания;  $c$  – длина оси  $c$  YBCO;  $I_c$  – величина критического тока при 77 К;  $J_c$  – величина плотности критического тока при 77 К;  $T_c$  – критическая температура.

Морфология поверхности пленки YBCO и ширина мостиков контролировалась на сканирующем

электронном микроскопе. На рис. 1 приведена характерная морфология структуры, демонстрирующая отсутствие крупных дефектов в ВТСП-пленке.



**Рис. 1.** Фотография поверхности образца №4 с толщиной  $\text{epiCeO}_2$  1,2 нм, полученная на электронном микроскопе. В середине мостик из YBCO, по краям – изолирующая область

### Выводы

Морфология, критическая температура и плотность критического тока пленок YBCO, выращенных на подложках  $\text{epiCeO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ , не зависят от толщины

подслоя  $\text{epiCeO}_2$  в интервале от 50 до 1,2 нм. Следовательно, нанометровые слои эпитаксиального оксида церия на сапфире могут быть использованы для создания задающей маски при изготовлении сверхпроводящих структур с субмикронными размерами.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФ № 24-29-00824.

В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. П. Б. Можаяев, Г. А. Овсянников, Й. Л. Сков // ЖТФ. 1999. Т. 69, вып. 2. С. 119–123.
2. S. Bevilacqua, S. Cherednichenco // IEEE Trans. on Terahertz Science And Technology. 2014. V. 4, no. 6. P. 653–660.
3. М. Р. Предтеченский, А. Н. Смаль, Ю. Д. Варламов, В. Ю. Давыдов // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1992. Т. 5, № 11. С. 2126–2135.
4. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, П. А. Юнин // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, вып. 11. С. 82–90.
5. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, Л. С. Ревин, А. Л. Панкратов. Патент РФ на полезную модель № 188983.

# Elongated vortex cores and pre-formation of phase-slip centers at the vicinity of the Bogomolny point

V. Pashkovskaia\*, A. Vagov, A. Shanenko, A. Vasenko, T. T. Saraiva

HSE University

\*vdpashkovskaya@edu.hse.ru

The Bogomolny point of the Ginzburg – Landau (GL) theory marks a point of infinite degeneracy of the stationary states. The solutions to the Bogomolny equations in superconductors have very particular properties and go beyond Meissner and vortex solutions, e.g. vortex lines, giant vortices, etc. As we decrease the temperature and keep the GL parameter next to  $\kappa \approx 1/\sqrt{2}$ , the degeneracy is broken, the condensate and magnetic characteristic lengths become well defined, and several elements of the system may influence in the electromagnetic response of the superconductor. In this work, we investigated non-simply connected 2D systems submitted to a perpendicular magnetic field using a generalization of the Time-Dependent Ginzburg-Landau theory, admitting local variations of temperature due to heat dissipation. We simulated a continuous increase of the external magnetic field for different thermal parameters of the system, i.e. thermal diffusivity, conductivity, etc. and different sizes of the sample. We found that in the vicinity of the critical penetration field,  $H_{c1}$ , where the first magnetic fluxes moved through the sample, the local increase in temperature produced a trail of dissipation causing more elongation of vortices, resembling “vortex lines” found in the analytic solutions to the Bogomolny equations.

## Introduction

The field of mesoscopic superconductivity has gained a new boost due to recent applications to nanoelectronics the so-called Superconducting Single-Photon Detectors (SSPDs). The new techniques of nanofabrication have allowed the implementation of such devices. These devices work based on the electronic pulses caused by photons colliding with the sample. The idea of our project is to perform numerical simulations of the Generalized Time-Dependent Ginzburg – Landau (GTDGL) equations and study the effects of dissipation within the vortex dynamics in the vicinity of the boundaries between types I and II, ( $\kappa \approx 1/\sqrt{2}$ ).

## Methods

The GTDGL equations in dimensionless form are as follows:

$$\frac{u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\Psi|^2}} \left( \frac{\partial}{\partial t} + i\varphi + \frac{1}{2} \gamma^2 \frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 \right) \Psi = (\nabla - iA)^2 \Psi + (1 - T - |\Psi|^2) \Psi$$

and

$$\left( \frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \varphi \right) = J_s - \kappa^2 \nabla \times \nabla \times A,$$

where the superconducting current density is  $J_s = \text{Im}[\Psi^* (\nabla - iA) \Psi]$ .

Using Helmholtz's theorem, a simpler thermal simulation can be carried out, resulting in the thermal conductivity equation:

$$C'_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = K'_{eff} \nabla^2 T + \frac{1}{2} W_{Total} - \eta(T - T_0),$$

where  $T_0$  – bath temperature,  $C'_{eff} = \pi^4/48u$  – effective heat capacity,  $K'_{eff} = \pi^4/48u^2$  – effective thermal conductivity.

To determine the general dissipation, it is necessary to generalize the Helmholtz free energy theorem expressed in dimensionless units:

$$W_{Total} = 2 \left( \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right|^2 \right) + \frac{2u}{\sqrt{1 + \gamma^2 |\Psi|^2}} \left[ \left| \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right|^2 + \frac{\gamma^2}{4} \left( \frac{\partial}{\partial t} |\Psi|^2 \right)^2 \right].$$

With the following boundary conditions:

$$\begin{aligned} \hat{n} \cdot (\nabla - A) \Psi &= 0, \\ B|_{\partial V} &= H_e, \\ T|_{\partial V} &= T_0. \end{aligned}$$

## Results

We discovered the evolution of the order parameter, magnetic field, and local temperature at values of  $\kappa$ , close to  $\kappa = 1/\sqrt{2}$  и  $T = T_c$ . In the system the boundary affects the penetration of vortices and their stable configuration. There are several limitations to the results obtained because the symmetry was approximated in the direction of the OZ axis. In such cases, a stray field can make an important contribution to magnetic field patterns.

Figure 1 shows the total heat dissipated throughout the sample as a function of time for all values  $\kappa = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8$ . The observed peaks correspond

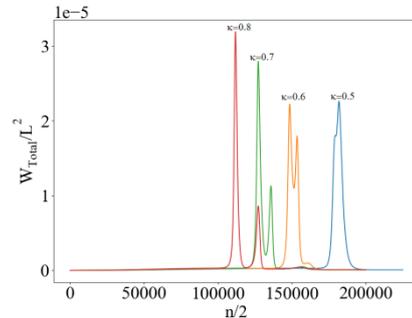
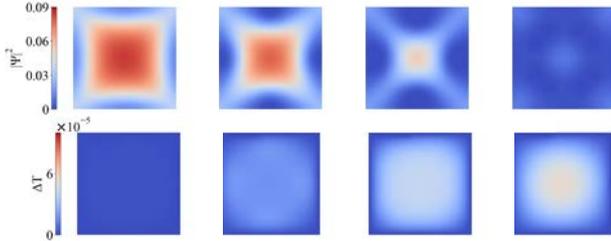


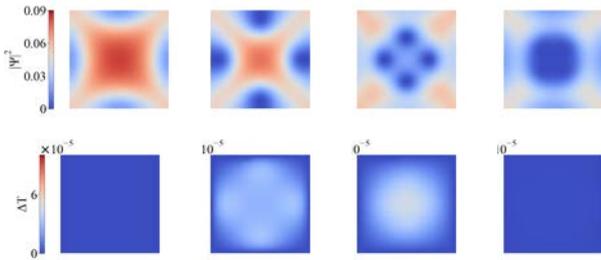
Fig. 1. Total dissipation change

to the entry of vortices into the sample. The second extremum on the chart corresponds to the re-entry of a new batch of vortices into the sample. We can notice that local heat dissipation increases the local temperature, which causes a decrease in the values of the order parameter, which facilitates the penetration of vortices.

These results show standard vortices that should not exist in the standard Abrikosov picture at  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ . Due to thermal dissipation, the Bean-Livingston barrier weakens, which facilitates the penetration of vortices.



**Fig. 2.** Evolution of the order and temperature parameter over time ( $\kappa = 0,5$ ) for different values of the external field 0.175, 0.178, 0.181, 0.184. ( $Hc_2(0)$ )



**Fig. 3.** Evolution of the order and temperature parameter over time ( $\kappa = 0,8$ ) for different values of the external field 0.1075, 0.111, 0.114, 0.12. ( $Hc_2(0)$ )

Figures 2 and 3 show plots of the temporal evolution of the order and temperature parameter. In the process of vortex movement, it is possible to observe an increase in the local temperature inside the sample, while at the boundary the temperature remains unchanged ( $\Delta T = 0$ ) due to the boundary conditions (we assume that thermalization with a thermal bath is instantaneous). At the moment of penetration of 4 vortices into the sample,

changes in the magnetic flux occur, due to which there is a voltage in the sample (Faraday's law). One of the contributions to the general dissipation is  $W_A = 2 \left( \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right|^2 \right)$ , что означает that the movement of the magnetic flux generates an increase in temperature along the line of penetration of the vortices.

## Conclusion

Numerical integration of generalized Ginzburg-Landau dynamical equations was presented. A two-dimensional system with a magnetic field perpendicular to it was chosen for consideration. By increasing the field, a field was achieved at which the vortices can penetrate the sample. The results are reliably correlated with previous results for similar systems: the magnitude of the magnetic field decreases with the increase of the Ginzburg-Landau parameter crossing the boundary between kind 1 and 2 superconductivity. It has been found that even with vortices, they also penetrate the sample. This result is valid because this value was determined for an infinite system, while in this paper we consider a mesoscopic system with a square side equal  $24\xi(0)$  and the applied magnetic field increases at a small but constant rate, creating a constant dissipation. It is important to note that when we are close to the Bogomolsky point, we also observe normal values of thermal dissipation.

## Acknowledgements

This work was supported by the Mirror Laboratories Project and the Basic Research Program of the HSE University.

## References

1. Gol'tsman G. N., et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 79, no. 6. P. 705–707.
2. Vagov A., et al. Superconductivity between standard types: Multiband versus single-band materials // *Phys. Rev. B.* 2016. Vol. 93, no. 17. P. 174503.
3. Duarte E. C. S., et al. Comparing energy dissipation mechanisms within the vortex dynamics of gap and gapless nano-sized superconductors // *Materials Science and Engineering: B.* 2023. Vol. 296. P. 116.

# Особенности нелинейного СВЧ-отклика ультратонких пленок YBaCuO

Е. Е. Пестов<sup>1,2,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, С. А. Павлов<sup>1</sup>, Д. А. Савинов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*pestov@ipmras.ru

С помощью метода нелинейной ближнеполюсной СВЧ-микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники при различных ориентациях осей *a-b* ультратонких пленок YBaCuO толщиной 2÷20 нм. В области низких температур температурная зависимость нелинейного СВЧ-отклика демонстрирует возрастание при уменьшении температуры. Также обнаружено зануление мощности третьей гармоники при температурах меньше критических. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что нелинейный отклик может быть связан с наличием андреевских краевых состояний.

## Введение

Одним из фундаментальных свойств сверхпроводника является нелинейный эффект Мейснера (НЭМ). Этот механизм нелинейности обусловлен разрушением куперовских пар и уменьшением концентрации сверхпроводящих электронов под действием тока текущего по сверхпроводнику. Это приводит к зависимости поверхностного импеданса сверхпроводника от тока или магнитного поля или генерации высших гармоник основной частоты.

Как известно, НЭМ чувствителен к внутренним свойствам сверхпроводника, к таким, например, как симметрия параметра порядка. В частности, купратные сверхпроводники с *d*-симметрией параметра порядка щели могут иметь сильный НЭМ при температуре, стремящейся к нулю из-за низколежащих возбуждений вблизи узлов сверхпроводящей щели [1]. Кроме этого, состояние с *d*-спариванием также приводит к зависимости нелинейного отклика от угла между направлением протекания тока и нодами щели на поверхности Ферми. В рамках нелинейного СВЧ-отклика анизотропного сверхпроводника была разработана теория во всем диапазоне температур и был предложен практический метод исследования НЭМ. В этом случае коэффициент нелинейности в чистом сверхпроводнике растет при низких температурах по закону  $1/T$  до температур порядка  $1/\kappa$ , где  $\kappa$  – параметр Гинзбурга – Ландау сверхпроводника.

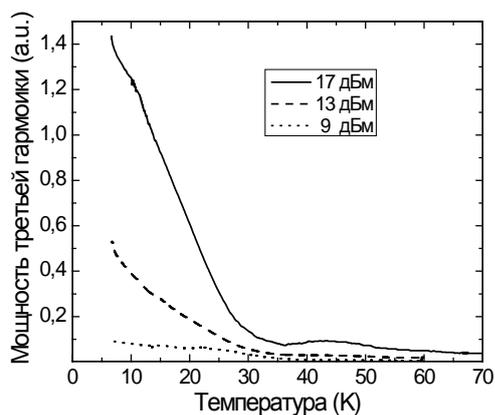
Дополнительный вклад в анизотропию НЭМ может быть обусловлен андреевскими связанными состояниями (АСС), которые возникают в результате наличия, например, (110)-ориентированной поверхности в высокотемпературных сверхпроводниках [2, 3]. В результате интерференции электронных и дырочных возбуждений возникает связанное состояние, которое приводит к парамагнитному поверхностному току в сверхпроводнике. Теория предсказала сильную температурную зависимость при низких температурах для этого механизма нелинейности. При этом вклад поверхностных андреевских состояний в коэффициент нелинейного отклика подчиняется закону  $1/T^3$ . Кроме этого, в работе было показано, что нелинейный отклик, обусловленный АСС, приводит к смене знака нелинейного тока, текущего по сверхпроводнику, и занулению на температурной зависимости мощности третьей гармоники.

Однако остался неясным вопрос об экспериментальной проверке НЭМ. Для этих целей в последнее время были разработаны чувствительные ближнеполюсные нелинейные СВЧ-микроскопы, которые позволяют проводить локальные исследования НЭМ [3, 4].

## Результаты

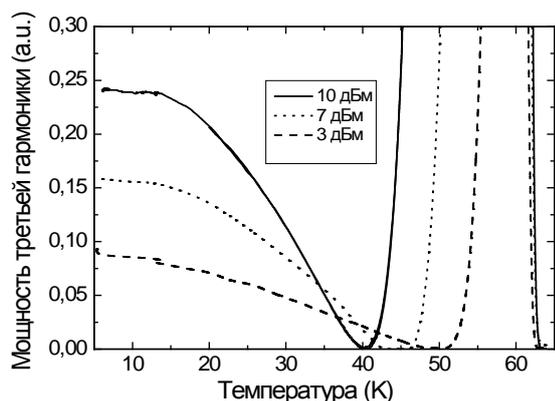
В работе с помощью метода нелинейной ближнеполюсной СВЧ-микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  при различных ориентациях осей *a-b* ультратонких пленок толщиной 2÷20 нм и двухслойных структур YBaCuO/Au. Пленки YBCO осаждались методом магнетронного напыления в стандартных условиях для эпитаксиального роста YBCO. Толщина пленки золота составляла величину порядка 20 нм. Напыление золота выполнялось *ex-situ* с небольшим по времени разрывом вакуума. Метод ближнеполюсной СВЧ-микроскопии основан на регистрации нелинейного СВЧ-отклика с помощью зонда индуктивного типа. Зонд представляет собой тонкую медную проволочку закорачивающую внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля. Частота первой гармоники в эксперименте была равна 472 МГц. Максимальный уровень падающей мощности на частоте первой гармоники при измерениях изменялся в диапазоне от 10 до 100 мВт. С помощью данного метода мощность отраженного сигнала на частоте третьей гармоники измерялась в зависимости от температуры и мощности СВЧ-сигнала в различных точках пленки. Для измерений в температурном диапазоне температур от 4,2 К до 100 К была применена специальная система сканирования, которая позволяла перемещать зонд в одном направлении. При этом проволочка ближнеполюсного СВЧ-зонда была параллельна краю пленки. Более подробно метод ближнеполюсной СВЧ-микроскопии описан в [4]. Ориентация осей *a-b* и толщина пленок YBaCuO определялись методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Bruker D8 Discover.

На рис. 1 показана температурная зависимость мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  двухслойной структуры YBaCuO/Au при различных мощностях СВЧ-сигнала. Ранее было показано, что температурная

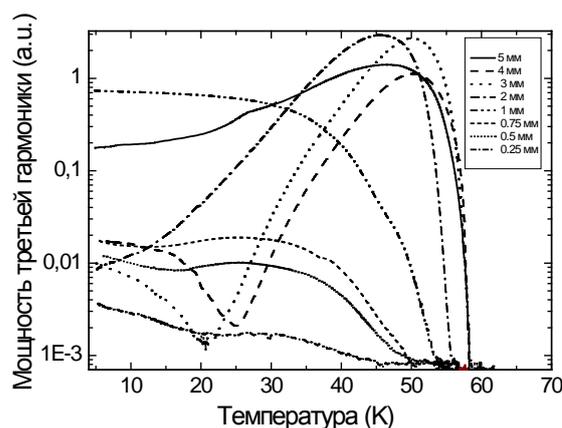


**Рис. 1.** Температурная зависимость мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  двухслойной структуры  $\text{YBaCuO}/\text{Au}$  при различных мощностях СВЧ-сигнала при угле  $45^\circ$  между направлением осей  $a$ - $b$  и краем образца. Толщина ВТСП-пленки 2 нм

зависимость нелинейного СВЧ-отклика сверхпроводящих пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  толщиной 100 нм имеет максимум вблизи критической температуры перехода [4]. Как видно из рис. 1, в случае ультратонких пленок толщиной 2 нм наблюдается максимум нелинейного СВЧ-отклика вблизи температуры 60 К. При угле  $45^\circ$  между направлением осей  $a$ - $b$  и краем образца наблюдается максимальное возрастание нелинейного СВЧ-отклика при уменьшении температуры. На рис. 2 приведены температурные зависимости мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  двухслойной структуры  $\text{YBaCuO}/\text{Au}$  при различных мощностях СВЧ-сигнала. При расстоянии зонда 1 мм от края наблюдается зануление мощности третьей гармоники и резкое возрастание нелинейного СВЧ-отклика в области низких температур. Температура зануления  $P_{3\omega}(T)$  при увеличении СВЧ-мощности сдвигается в сторону более низких температур.



**Рис. 2.** Температурные зависимости мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  двухслойной структуры  $\text{YBaCuO}/\text{Au}$  при различных мощностях СВЧ-сигнала на расстоянии 1 мм от края образца. Угол между направлением осей  $a$ - $b$  и краем образца составляет  $45^\circ$ . Толщина ВТСП-пленки 5 нм



**Рис. 3.** Температурные зависимости мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  пленки  $\text{YBaCuO}$  толщиной 4 нм при различных расстояниях от края пленки. Угол между направлением осей  $a$ - $b$  и краем образца составляет  $45^\circ$

На рис. 3 показаны результаты сканирования пленки  $\text{YBaCuO}$  толщиной 4 нм. На рисунке приведены температурные зависимости мощности третьей гармоники  $P_{3\omega}(T)$  при различных расстояниях от края пленки. Как видно из рис. 3, возрастание при низких температурах наблюдается при температурах порядка  $20 \div 25$  К. Кроме этого, при расстоянии зонда 3 и 4 мм от края наблюдается зануление нелинейного СВЧ-отклика.

Таким образом, установлено, что при угле  $45^\circ$  между направлением осей  $a$ - $b$  и краем образца в области низких температур температурная зависимость мощности третьей гармоники возрастает при уменьшении температуры. Также обнаружено зануление температурной зависимости нелинейного СВЧ-отклика при температурах меньше критической температуры в ультратонких пленках  $\text{YBaCuO}$ . Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что нелинейный отклик может быть связан с наличием андреевских краевых состояний.

### Финансирование

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. S. K. Yip, and J. A. Sauls // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2264.
2. A. Zare, T. Dahm, and N. Schopohl // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. V. 237001.
3. A. P. Zhuravel, B. G. Ghamsari, C. Kurter, et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 087002.
4. E. E. Pestov, Yu. N. Nozdrin, and V. V. Kurin // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2001. V. 11. P. 131.

# Исследование СВЧ-свойств высокотемпературных джозефсоновских контактов на основе YBCO, изготовленных методом фокусированного ионного пучка

Е. Е. Пестов<sup>1,2,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, С. А. Павлов<sup>1</sup>, Ю. В. Петров<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034

\*pestov@ipmras.ru

В работе изготовлены ВТСП джозефсоновские переходы с помощью метода фокусированного ионного пучка при различных дозах облучения. Изучены сверхпроводящие свойства таких контактов. При воздействии излучения на частоте порядка 79 ГГц наблюдаются ступени Шапиро на вольт-амперных характеристиках джозефсоновских переходов.

## Введение

Из-за хорошей воспроизводимости и высокого качества низкотемпературные джозефсоновские контакты являются основными элементами в сверхпроводящей электронике, такими как быстрый квант одиночного потока, квантовые биты и сверхпроводящие квантовые интерференционные магнитометры (СКВИД). Такие устройства с высокой плотностью переходов хорошо зарекомендовали себя в области низкотемпературной сверхпроводящей электроники. В то же время использование гелиевых криостатов снижает мобильность этих систем и ограничивает их практическое применение. Поэтому с момента открытия высокотемпературной сверхпроводимости значительные усилия были направлены на создание устройств на основе высокотемпературных джозефсоновских переходов. Однако, несмотря на привлекательность использования таких переходов из-за более высоких рабочих температур, их применение вызывает значительные технологические трудности.

Широкое применение в сверхпроводящих устройствах получили высокотемпературные бикристаллические переходы. В то же время их воспроизводимость во многом зависит от качества границы бикристалла. Поэтому любое микроскопическое несовершенство границы или дефект могут приводить к неоднородности распределения параметров этих контактов. Кроме этого, при изготовлении многослойных сэндвич-переходов возникают сложности при создании наноразмерного промежуточного слоя. Переходы, изготовленные с помощью ионной имплантации, свободны от упомянутых выше проблем. Для формирования ВТСП-структур из джозефсоновских переходов ранее использовалось высокоэнергетическое ионное облучение. Первые СКВИДы на основе высокотемпературных сверхпроводников были созданы с помощью ионной имплантации. Фактический латеральный размер перехода, выполненного с помощью имплантации кислорода и галлия, колеблется примерно до 100 нм из-за частых событий рассеяния на большие углы столкновений. В этом случае объем взаимодействия имплантированных тяжелых ионов с материалом имеет радиальное распределение. Это приводит к менее однородному интерфейсу по сравнению с более легкими ионами. При этом характерное напряжение джозефсоновского контакта  $I_c R_n$

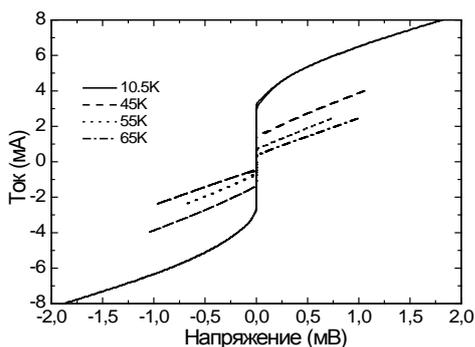
сильно подавляется. Другим недостатком является неизбежное химическое взаимодействие галлия с ВТСП-материалом. Появление и развитие коммерческого гелиевого ионного микроскопа (НИМ) [1, 2] с более легкими ионами гелия позволило изготовить переходы со сверхузкими боковыми границами. Контролируемое атомное разрешение в этом случае обусловлено малой расходимостью пучка в пределах объема взаимодействия ионов гелия.

## Результаты

В работе исследованы транспортные и СВЧ-свойства джозефсоновских контактов на основе YBCO, изготовленных методом фокусированного ионного пучка. Для изготовления сверхпроводящих мостиков шириной 5, 7, и 10 мкм был использован метод, основанный на предварительной модификации сапфировой подложки [3]. В данном методе поверхность подложки, пригодной для эпитаксиального роста пленок YBCO, модифицируется путем формирования на ней специальной задающей маски, которая определяет топологию создаваемой структуры непосредственно в процессе роста пленки YBCO. Пленки YBCO толщиной 60 нм осаждались методом магнетронного напыления в стандартных условиях для эпитаксиального роста YBCO. Джозефсоновский переход формировался сфокусированным пучком ионов гелия He<sup>+</sup> с помощью гелиевого ионного микроскопа Carl Zeiss Orion, оборудованного литографической системой Nanomaker, при энергии ионов 35 кэВ и токе пучка около 3 пА. Сверхпроводящие свойства джозефсоновских контактов в температурном диапазоне от 10 до 100 К были изучены с помощью измерительного зонда, который помещался в гелиевый криостат. Для защиты образца от воздействия влаги зонд герметично закрывался металлическим корпусом. Для экранирования микросхемы от внешних магнитных полей применялся пермаллоевый экран. Перед измерениями внутрь корпуса зонда напускался гелий, который обеспечивал эффективное охлаждение микросхемы.

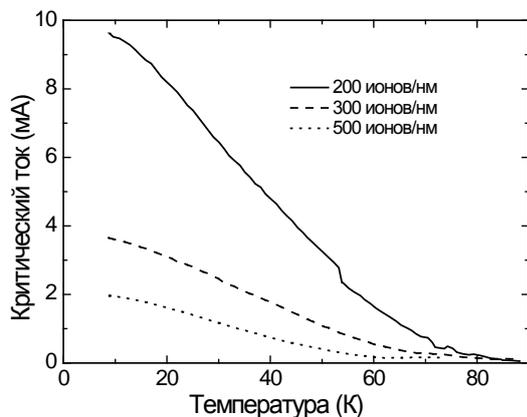
На рис. 1 показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновского контакта шириной 5 мкм при различных температурах. На ВАХ наблюдается участок со сверхпроводящим током. Величина критического тока контакта при температуре 45 К

равна  $I_c = 1,5$  мА, а величина нормального сопротивления этого перехода равна  $R_n = 0,5$   $\Omega$ .



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики джозефсоновского контакта шириной 5 мкм при различных температурах. Доза облучения контакта  $D = 300$  ионов/нм

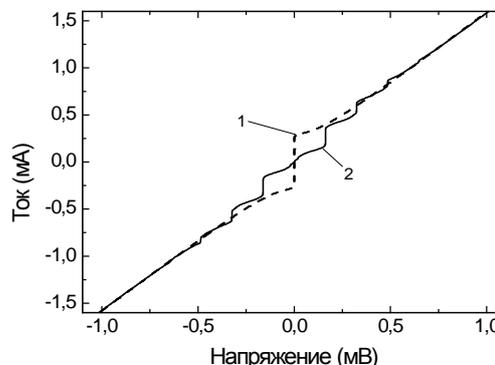
На рис. 2 показаны температурные зависимости критического тока джозефсоновского контакта  $I_c(T)$  шириной 5 мкм при различных дозах облучения. Как видно из рис. 2, критический ток контакта значительно подавляется при увеличении дозы облучения ионами. Также следует отметить, что полученные джозефсоновские контакты имеют довольно высокое качество. В частности, температура перехода в сверхпроводящее состояние таких контактов 80 К, а величина критического тока  $I_c$  равна 4 мА при температуре 10 К при дозе облучения 300 ионов/нм.



**Рис. 2.** Температурные зависимости критического тока джозефсоновского контакта шириной 5 мкм при различных дозах облучения

На рис. 3 показаны ВАХ джозефсоновского контакта шириной 5 мкм без облучения и при облучении сигналом на частоте  $f = 78,83$  ГГц при температуре

45 К. Из рисунка видно, что при воздействии излучения на ВАХ наблюдается первая ступенька Шапиро с размахом по току  $\Delta I_1 = 150$  мкА ( $\Delta I_1/I_c \cong 0,6$ ) при напряжении порядка 163 мкВ и температуре образца 45 К (см. рис. 3). Характерное напряжение контакта при этой температуре составляет величину порядка  $V_c \cong 180$  мкВ.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики джозефсоновского контакта шириной 5 мкм без облучения (1) и при облучении (2) сигналом на частоте  $f = 78,83$  ГГц при температуре 45 К. Доза облучения контакта  $D = 500$  ионов/нм

Таким образом, в работе изготовлены высококачественные джозефсоновские переходы из высокотемпературных сверхпроводников YBCO методом фокусированного ионного пучка. Полученные результаты могут быть использованы для создания различных сверхпроводящих устройств на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

Авторы благодарны А. М. Клушину за полезные обсуждения.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема № FFUF-2024-0023). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. Z. Chen, Y. Li, R. Zhu, J. Xu, T. Xu, D. Yin, X. Cai, Y. Wang, J. Lu, Y. Zhang, and P. Ma // Chin. Phys. Lett. 2022. V. 39. P. 077402.
2. E. Y. Cho, Y. W. Zhou, J. Y. Cho, and S. A. Cybart // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. P. 022604.
3. Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин, П. А. Юнин // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. С. 82.

# Исследование защитного слоя ScN на сверхпроводящие свойства ультратонких пленок NbN

Н. В. Порохов<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Аниканов<sup>1</sup>, А. П. Сиротина<sup>1</sup>, Е. А. Першина<sup>1</sup>, Г. Д. Дюдьбин<sup>1</sup>, М. А. Тархов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, Ленинский пр., 32, Москва, 119991

<sup>2</sup>НИУ Московский энергетический институт, ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва, 111250

\*nporokhov@gmail.com

В работе рассмотрено влияние защитного слоя ScN на сверхпроводящие свойства ультратонких пленок NbN. Представлен комплексный анализ морфологических, микроструктурных и электрофизических характеристик тонких пленок, прошедших процесс ускоренного старения. Получена зависимость поверхностного сопротивления от температуры отжига при фиксированном времени. Получена зависимость критической температуры перехода ( $T_c$ ) тонкой пленки NbN от температуры отжига образцов в атмосфере кислорода, с защитным покрытием ScN и без него. Из исследований рентгеновской рефлектометрии установлено, что пленка ScN выполняет функцию защитного слоя даже при температурах отжига  $\sim 500$  °С, не влияя на плотность и толщину слоя NbN. Показано, что тонкая пленка NbN, покрытая пленкой ScN, более устойчива к агрессивной среде, чем пленка, не покрытая ScN.

## Введение

Тугоплавкие нитриды переходных металлов (ТМ) – класс технологически важных материалов, характеризующихся уникальным сочетанием свойств [1], широко применяются в качестве защитных покрытий для промышленной обработки [2], диффузионно-барьерных слоев в электронных устройствах [3] и биосовместимых покрытий [4]. Однако, как и большинство керамик, нитриды ТМ обычно хрупкие: термические или механические напряжения быстро приводят к разрушению, что ограничивает их потенциальное использование. Нитрид скандия (ScN) – это переходный металл, который обладает тугоплавкими свойствами, высокой электронной подвижностью, высокой твердостью (23 ГПа), высокой температурой плавления ( $> 2873$  К) и коррозионной стойкостью [5], обладает низким удельным сопротивлением для нитридов. Все это делает нитрид скандия перспективным материалом [6]. Нитрид ниобия широко применяется для создания сверхпроводниковых нанoeлектронных устройств различного функционального назначения, таких как однофотонные детекторы SNSPD [7], НЕВ-болометры и смесители ТГц-диапазона на горячих электронах [8], микроволновые детекторы кинетической индуктивности (MKIDs) [9] и др. Тонкие пленки NbN получают разными методами: реактивным магнетронным распылением мишени ниобия в газовой смеси Ag и  $N_2$  [10], импульсно-лазерным осаждением (PLD) [11], высокотемпературным методом химического осаждения из газовой фазы HTCVD и атомно-слоевым осаждением ALD [12]. Как правило, для достижения высоких эксплуатационных параметров пленок все методы нуждаются в высоком нагреве подложки.

Большое количество технологических процессных этапов изготовления сверхпроводниковой электроники сопровождается высокой температурой и химически агрессивной средой, что повышает вероятность деградации функциональных слоев компонентов. По этой причине актуальными являются исследования материалов ультратонкого защитного слоя, не влияющего на свойства функциональных тонких пленок.

В данной работе исследовано влияние тонкого защитного слоя нитрида скандия (ScN) на электрофизические свойства тонких пленок нитрида ниобия

полученных методом реактивного магнетронного осаждения. В работе исследовались образцы двух композиций слоев: (NbN/ScN) – пластина Si(*n*-type)/SiO<sub>2</sub>/NbN/ScN; (NbN) – пластина Si(*n*-type)/SiO<sub>2</sub>/NbN. Композиции имели одну основу, состоящую из кремниевой пластины Si(*n*-type) с аморфным термическим оксидом толщиной 500 нм. На полученную основу наносились в одном вакуумном цикле, методом реактивного магнетронного осаждения, тонкий сверхпроводящий слой NbN толщиной 10 нм и защитный слой ScN толщиной 5–10 нм. Образцы подвергались процессу ускоренного старения посредством кислородного отжига при различной температуре согласно режиму, графически представленному на рис. 1.

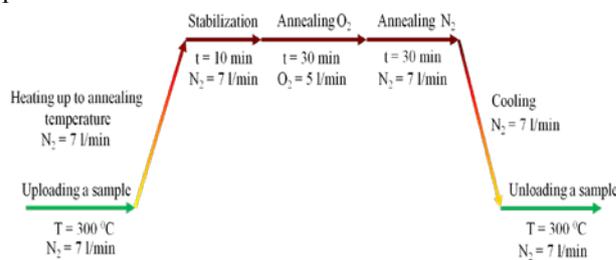


Рис. 1. Термическая программа ускоренного старения

## Результаты

В докладе представлен комплексный анализ морфологических, микроструктурных и электрофизических характеристик тонких пленок, прошедших процесс ускоренного старения. Морфология полученных пленок была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Структурные исследования полученных пленок проводились методами просвечивающей и высокоразрешающей электронной микроскопии (ПЭМ и ВРПЭМ соответственно). Основным методом контроля толщины и плотности функциональных пленок до и после отжига являлся метод рентгеновской рефлектометрии (XRR). Электрофизические свойства пленок определялись при комнатной температуре и при криогенных температурах. Четырехзондовым методом Кельвина определялось значение поверхностного сопротивления образцов при комнатной температуре, прошедших процесс уско-

ренного старения. Получена зависимость поверхностного сопротивления образцов от температуры отжига при фиксированном времени этого процесса (рис. 2).

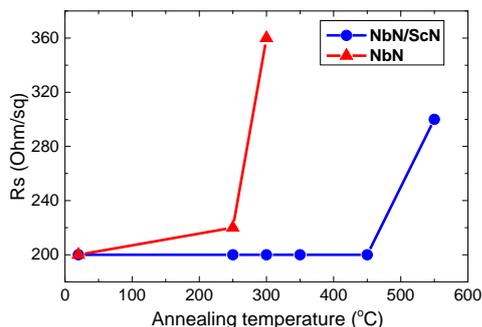


Рис. 2. Зависимость поверхностного сопротивления ( $R_s$ ) образцов от температуры отжига

Криоизмерения проводились в криостате замкнутого цикла Гиффорда – МакМагона, снимались зависимости сопротивления образца от температуры  $R(T)$ . Получена зависимость критической температуры перехода ( $T_c$ ) тонкой пленки NbN от температуры отжига образцов в кислородной атмосфере, покрытой и не покрытой материалом ScN (рис. 3).

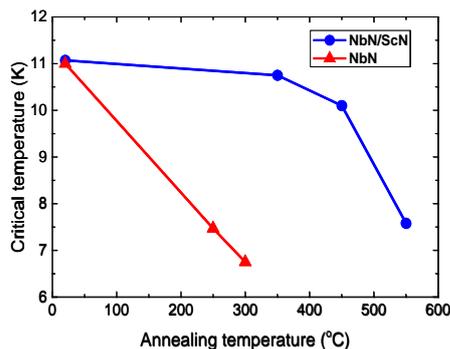


Рис. 3. Зависимость критической температуры перехода образцов композиций (NbN/ScN) и (NbN) от температуры отжига образцов в кислородной атмосфере

## Выводы

Из исследований рентгеновской рефлектометрии установлено, что пленка ScN выполняет функцию защитного слоя даже при температурах отжига  $\sim 500$  °C, не влияя на плотность и толщину слоя NbN. Из электрофизических исследований отожженных в кислородной среде пленок (NbN/ScN) следует, что ScN выполняет роль защитного слоя вплоть до 450 °C и не вносит значительных изменений в значение  $T_c$ . Таким образом, показано, что тонкая пленка NbN, покрытая пленкой ScN, более устойчива к агрессивной среде и высоким температурам, чем незакрытая ScN.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта № 12204080153-0 Минобрнауки РФ.

## Литература

1. X. J. Chen, et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 102. 3198 (2005).
2. A. Horling, et al. // Surf. Coating. Technol. 191. 384 (2005).
3. M. Mühlbacher, et al. // J. Appl. Phys. 118. 085307 (2015).
4. S. Piskanec, et al. // Acta Mater. 52. 1237 (2004).
5. B. Biswas and B. Saha // Phys. Rev. Materials. 3. 020301 (2019).
6. B. Saha, A. Shakouri and T. D. Sands // Appl. Phys. Rev. 5, 021101-28 (2018)
7. C. M. Natarajan, M. G. Tanner, R. H. Hadfield // Supercond. Sci. Technol. 25. 063001 (2012).
8. T. M. Klapwijk, et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. V. 7, iss. 6 (2017).
9. Seiichiro Ariyoshi, et al. // Applied Physics Express. V. 6 (2013).
10. J. J. Olaya, et al. // Thin Solid Films. V. 516. P. 8768–8773 (2008).
11. S. Volkov, et al. // Journal of Electrical Engineering. V. 70, no. 7. P. 89–94 (2019).
12. M. V. Shibalov, et al. // Supercond. Sci. Technol. 34 (8) 08501 (2021).

# Структура вихря в системах сверхпроводник / ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием

А. В. Путилов<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Мельников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

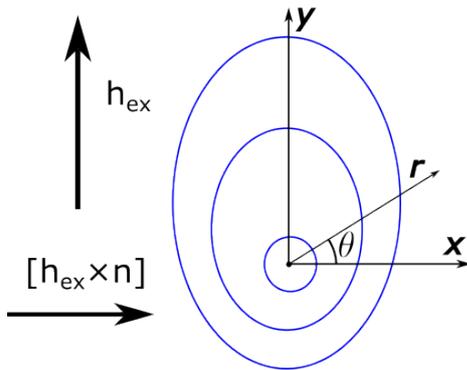
<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701

\*alputilov@ipmras.ru

В работе рассматривается структура сердцевинки уединенного вихря в двухслойной структуре сверхпроводник / ферромагнитный изолятор с однородным обменным полем  $h$ , лежащим в плоскости структуры, и спин-орбитальным взаимодействием на межслоевой границе. Показано, что искажение формы вихря приводит к ряду особенностей в транспортных и микроволновых измерениях. В частности, в такой двухслойной структуре возникает эффект невзаимности при протекании постоянного тока в flux-flow-режиме, а также сила пиннинга вихрей зависит от взаимной ориентации транспортного тока и обменного поля ферромагнетика.

## Введение

В работе рассматривается структура сердцевинки уединенного вихря в двухслойной структуре сверхпроводник / ферромагнитный изолятор с однородным обменным полем  $\mathbf{h}_{ex}$ , лежащим в плоскости структуры, и спин-орбитальным взаимодействием на межслоевой границе. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к возникновению выделенного направления  $[\mathbf{n} \times \mathbf{h}_{ex}]$  в плоскости слоев и понижению симметрии структуры, где  $\mathbf{n}$  – нормаль к межслоевой границе.



**Рис. 1.** Схематичное изображение одиночного вихря в тонкой сверхпроводящей пленке, лежащей в плоскости  $xy$ . Нормаль  $\mathbf{n}$  к S/F границе направлена на нас. Система координат выбрана таким образом, что центр вихря находится в начале координат, а обменное поле ферромагнитной подложки сонаправлено с осью  $y$ . Синим схематично изображены линии уровня модуля параметра порядка

Предполагая, что лондоновская глубина проникновения существенно превышает длину когерентности ( $\xi \ll \lambda$ ), будем рассматривать одиночный вихрь, созданный достаточно слабым перпендикулярным магнитным полем  $H$ , и будем пренебрегать экранировкой этого поля и векторным потенциалом в уравнениях ( $H \ll \Phi_0 \xi^{-2}$ ). Будем решать двумерную задачу, считая толщину сверхпроводящей пленки  $d \ll \xi$ . Функционал Гинзбурга – Ландау, в рамках которого производится расчет структуры одиночного вихря, имеет вид

$$F = -\alpha|\psi|^2 + 0.5\beta|\psi|^4 + \xi_0^2\alpha_0|\nabla\psi|^2 + i\varepsilon_1(\psi^*A\psi - c.c.) + i\varepsilon_3(\nabla\psi \cdot A\nabla\psi - c.c.).$$

Здесь  $\alpha$  и  $\beta$  – стандартные параметры теории Гинзбурга – Ландау,  $\alpha = \alpha_0(1 - T/T_{c0}) = \alpha_0\varepsilon$ ,  $\xi_0$  – интерполированная к нулевой температуре длина когерентно-

сти,  $T_{c0}$  – критическая температура сверхпроводника. Наличие выделенного направления  $[\mathbf{n} \times \mathbf{h}_{ex}]$  допускает возникновение слагаемых, нечетных по оператору градиента параметра порядка [1], что в функционале описывается слагаемыми, пропорциональными  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$ . Они определяются введенным оператором  $A$ , описываемым смешанным произведением:

$$A = (\mathbf{h}_{ex}, \mathbf{n}, \nabla).$$

Введем систему координат (рис. 1) таким образом, что выделенное направление совпадает с осью  $Ox$ . Варьируя, получаем уравнение:

$$\alpha_0\varepsilon\psi - \beta|\psi|^2\psi + \xi_0^2\alpha_0\nabla^2\psi - 2i(h_1\nabla)\psi - 2i(\gamma_1\nabla)\Delta\psi = 0,$$

где введены обозначения  $h_1 = \varepsilon_1[\mathbf{h}_{ex} \times \mathbf{n}]$ ,  $\gamma_1 = \varepsilon_3[\mathbf{h}_{ex} \times \mathbf{n}]$ . Известно, что наличие дополнительного слагаемого, пропорционального  $h_1$ , приводит к возникновению спонтанного момента  $\mathbf{p}_0$  и соответствующего набегу фазы  $\psi \propto e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}$  [2]. В пространственном распределении параметра порядка явно выделим волновой вектор  $q$ , направленный вдоль оси  $Ox$ , после чего будем искать параметр порядка в виде разложения по угловым гармоникам:

$$\psi = e^{iqx} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g_n(r) e^{in\theta}.$$

В такой форме записи будем предполагать, что решение – это уединенный одноквантовый вихрь, возмущенный наличием спин-орбитального взаимодействия (т. е. наличием конечной величины  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_3$ ). Будем предполагать, что  $g_1$  – одноквантовый вихрь обычного Гинзбурга – Ландау,  $|g_n| \ll 1$  (для целого  $n$ , отличного от единицы). Величину  $q$  можно выбрать произвольно. Выберем ее таким образом, чтобы из уравнения Гинзбурга – Ландау исчезли слагаемые, пропорциональные первой производной по координате  $x$ . Такой выбор  $q$  позволяет компенсировать набег фазы за счет  $\varepsilon_1$ . В первом порядке теории возмущений обычный одноквантовый вихрь  $g_1(r)e^{i\theta}$  является источником для возникновения поправок первого порядка  $g_2(r)e^{2i\theta}$  и  $g_0(r)$ .

## Результаты

В работе рассмотрены два предельных случая. Во-первых, найдена структура параметра порядка в окрестности сердцевинки вихря. В окрестности центра вихря ( $r \ll \xi$ ) невозмущенный параметр порядка

(обычный одноквантовый вихрь), разложенный в ряд до кубичных слагаемых, имеет вид:

$$\psi_1 = e^{iqr \cos\theta} (r - r^3/8) e^{i\theta}.$$

Используя условие  $\psi(\mathbf{r} = 0) = 0$ , находим параметр порядка:

$$\psi = e^{iqx} (r e^{i\theta} - r^3 e^{i\theta} / 8 + i\gamma_1 r^2 / 4).$$

Вторым предельным случаем является рассмотрение параметра порядка вдали от центра вихря ( $r \gg \xi$ ). В этой области невозмущенный параметр порядка имеет вид  $\psi_1 = e^{iqr \cos\theta} e^{i\theta}$ . Применяя теорию возмущений, находим пространственное распределение  $g_0$  и  $g_2$ . В результате параметр порядка на больших расстояниях от центра вихря принимает вид

$$\psi = e^{iqr \cos\theta} e^{i\theta} (1 - 4i\gamma_1 \cos\theta / r).$$

Таким образом, из асимптотик решения видно, что спин-орбитальное взаимодействие искажает форму вихря: у него нет поворотных осей симметрии.

### Выводы

Показано, что понижение симметрии приводит к изменению структуры сердцевин вихрей, созданных

слабым перпендикулярным магнитным полем (таким, что магнитная длина существенно больше длины когерентности сверхпроводника). В частности, у таких вихрей отсутствуют поворотные оси симметрии. Искажение формы вихря приводит к ряду особенностей в транспортных и микроволновых свойствах. Ожидается, что в исследуемой двухслойной структуре со спин-орбитальным взаимодействием будет наблюдаться эффект невзаимности при протекании постоянного тока в flux-flow-режиме, а также сила пиннинга вихрей зависит от взаимной ориентации транспортного тока и обменного поля ферромагнетика.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-12-00053.

### Литература

1. A. Daido, Y. Ikeda, Y. Yanase // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 037001.
2. В. М. Эдельштейн // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 68. С. 1244.

# Численное моделирование фазовой диаграммы модели «жестких» бозонов на квадратной решетке

А. Ю. Пятков\*, В. А. Улитко, Ю. Д. Панов

Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и математики, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, Свердловская обл., 620000

\*AlekseyPyatkov@yandex.ru

В данной работе рассматривается модель «жестких» (hard-core) бозонов на квадратной решетке с возможным числом заполнения  $n_i = 0, 1$ . Используя численное моделирование квантовым методом Монте-Карло (МК), мы построили температурную фазовую диаграмму модели для соотношения параметров  $V/t = 3$ . Нами уточнена область фазового расщепления (PS) между сверхтекучей (SF) и зарядово упорядоченной (CO) фазами.

## Введение

В настоящее время особый интерес для изучения представляют низкоразмерные системы бозонов с конкурирующими взаимодействиями [1]. Интерес к таким системам связан с экспериментальным обнаружением таких бозонных фаз, как сверхтекучесть, бозе-эйнштейновская конденсация, моттовский изолятор, оптическая решетка с ультрахолодными атомами [2].

Мы будем рассматривать модель «жестких» (hard-core) заряженных бозонов [3–5], учитывающую взаимодействие между ближайшими соседями, на квадратной решетке с возможным числом заполнения  $n_i = 0, 1$ . В терминах псевдоспинового формализма гамильтониан модели имеет вид [6]

$$H = -t \sum_{\langle i, j \rangle} (\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+) + V \sum_{\langle i, j \rangle} \hat{S}_i^z \hat{S}_j^z, \quad (1)$$

где  $\langle i, j \rangle$  обозначает суммирование по ближайшим соседям. Первое слагаемое отвечает за перенос бозонов между соседними узлами, второе описывает энергию взаимодействия между бозонами, а псевдоспиновые операторы имеют вид

$$\hat{S}^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{S}^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ и } \hat{S}^z = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix}.$$

Дополнительное условие

$$\sum \hat{S}^z = N(n - \frac{1}{2}) \quad (2)$$

отражает сохранение полного числа бозонов. Здесь  $n$  – среднее число бозонов на узле.

## Моделирование

Исследование модели проводится с помощью численного моделирования квантовым методом Монте-Карло Stochastic Green Function (SGF) [7]. Моделирование проводится в каноническом ансамбле для выполнения условия (2). Для апробации результатов, полученных методом SGF, нами был реализован алгоритм точной диагонализации (ED) гамильтониана (1), предложенный в работе [8].

Точная диагонализация матрицы гамильтониана позволяет получить полное представление о квантовой спиновой системе, при наличии собственных значений матрицы можно определить любую статическую или динамическую величину. В теории все со-

стояния квантовой системы могут быть вычислены путем построения матрицы гамильтониана и ее последующей диагонализации. Однако на практике имеется возможность использовать методы точной диагонализации только для решеток с маленьким числом узлов, из-за экспоненциального роста размеров матрицы. В частности, для системы с двумя состояниями необходимо диагонализировать матрицу размером  $2^N \times 2^N$ , где  $N$  – число узлов. Одним из методов, позволяющих уменьшить количество вычислений, является блочная диагонализация [8]. Ее суть заключается в выборе базиса так, чтобы матрица гамильтониана разбилась на блоки. Результаты точной диагонализации для малых решеток удобно использовать для проверки корректности работы алгоритмов. Для ускорения расчетов все программы были реализованы с использованием технологии CUDA.

На рис. 1 представлены температурные зависимости энергии системы жестких бозонов для решетки из 16 узлов, полученные методами ED и SGF.

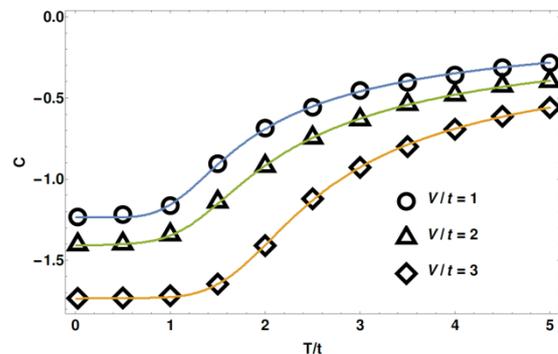


Рис. 1. Температурные зависимости энергии системы жестких бозонов для решетки из 16 узлов и  $n = 0,5$ . Сплошные линии соответствуют результатам, полученным с помощью ED, маркеры – результатам SGF

## Результаты

Моделирование производилось на квадратной решетке размера  $L \times L$  с периодическими граничными условиями. Все температуры приводятся в единицах интеграла переноса  $t$ . Расчеты с использованием алгоритма SGF проводились для систем с линейными размерами  $L = 24$ .

В качестве параметра порядка CO-фазы мы использовали структурный фактор среднего значения оператора  $\hat{S}^z$  и в точке  $\vec{k} = (\pi, \pi)$ :

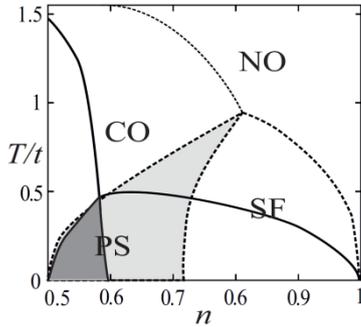
$$S_{CO}(\vec{k}) = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j}^N S_{iz} S_{jz} e^{-i\vec{k}\vec{r}_{ij}},$$

где  $S_{iz}$  – собственные значения оператора  $\hat{S}^z$ .

Параметр порядка SF-фазы (stiffness) рассчитывался по формуле

$$\rho_S = \frac{(\langle W_x^2 \rangle + \langle W_y^2 \rangle)}{2\beta t},$$

где  $\beta = 1/T$ , а  $W_x$  и  $W_y$  – числа поворота (winding numbers) вдоль направлений  $x$  и  $y$  на решетке, полученные в ходе симуляции алгоритма методом SGF. В области, где оба параметра порядка отличны от нуля, в нашем случае находится фаза PS. На рис. 2 показана температурная фазовая диаграмма для значения  $V/t = 3$ , полученная методом SGF и MFA. В методе SGF область SF значительно больше, чем в MFA. Это связано с тем, что SGF точнее считает энергию фаз благодаря учету квантовых флуктуаций. Данный результат согласуется с работой [10].



**Рис. 2.** Температурная фазовая диаграмма для значения  $V/t = 3$ . Темная (светлая) закрашенная область соответствует PS-фазе, полученной методом SGF(MFA). Сплошной и пунктирной линиями обозначены критические температуры, полученные методами SGF и MFA соответственно. Результаты для алгоритма MFA взяты из работы [9]

## Выводы

Нами была реализована высокопроизводительная версия алгоритма точной диагонализации, с помощью

которого был апробирован алгоритм SGF. С помощью алгоритма SGF была уточнена температурная фазовая диаграмма для модели «жестких» заряженных бозонов, учитывающей взаимодействие между ближайшими соседями.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проекта FEUZ-2023-0017.

## Литература

1. A. J. R. Heng, W. Guo, A. W. Sandvik, and P. Sengupta. Pair hopping in systems of strongly interacting hard-core bosons // *Phys. Rev. B*. V. 100. P. 104433 (2019).
2. O. Dutta, M. Gajda, Hauke, M. Lewenstein, D.-S. L'uhmann, B. A. Malomed, T. Sowin'ski, J. Zakrzewski // *Rep. Prog. Phys.* 78. 066001 (2015).
3. Bernardet, Schmid, et al. Analytical and numerical study of hardcore bosons in two dimensions // *Phys. Rev. B*. 65. 104519 (2002).
4. S. Robaszkiewicz, R. Micnas, K. A. Chao. Thermodynamic properties of the extended Hubbard model with strong intra-atomic attraction and an arbitrary electron density // *Phys. Rev. B*. V. 23. P. 1447–1458 (1981).
5. Varma and Monien. Spin wave theory for interacting hardcore bosons on cubic lattices- a comparative study. arXiv 1212.5191.
6. Y. D. Panov, A. S. Moskvina, E. V. Vasinovich, V. V. Konev. The MFA ground states for the extended Bose-Hubbard model with a three-body constraint // *Physica B: Condensed Matter*. 2018. V. 536. P. 464–468.
7. V. G. Rousseau. Directed Update for the Stochastic Green Function Algorithm // *Phys. Rev. E*. V. 78. P. 056707 (2008).
8. A. W. Sandvik. Computational studies of quantum spin systems // *AIP Conference Proceedings*. – American Institute of Physics. 2010. V. 1297, no. 1. P. 135–338.
9. V. V. Konev, Yu. D. Panov. Phase Diagram of Semi-Hard-Core Bosons on a Square Lattice // *Physics of the Solid State*. V. 63. P. 1426–31 (2021).
10. G. Schmid, S. Todo, M. Troyer, A. Dorneich. Finite-Temperature Phase Diagram of Hard-Core Bosons in Two Dimensions // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 167208.

# Алгебраическая модель несимметричного гаусс-нейрона

Ф. А. Разорёнов\*, А. С. Ионин, С. В. Егоров, М. С. Сидельников, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, В. В. Больгинов

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432  
\*razorenov.fa@phystech.edu

В работе рассмотрена модель несимметричного гаусс-нейрона, представляющего собой двухконтактный сверхпроводящий интерферометр, шунтированный дополнительной индуктивностью. Показано, что в несимметричном случае, когда критические токи контактов Джозефсона различаются, может быть получено аналитическое решение для передаточной функции, т. е. зависимости выходного магнитного потока от входного. Проиллюстрировано изменение формы передаточной функции в зависимости от параметров асимметрии.

## Введение

Нейроморфные вычисления являются одним из актуальных направлений развития компьютерной техники. Постоянное увеличение потоков информации делает актуальным вопрос о переходе к сверхпроводниковой элементной базе, обладающей преимуществами быстродействия и энергоэффективности. В настоящее время активно разрабатываются элементы сверхпроводящих нейронных сетей, эмулирующие поведение биологических нейронов в разных жизненных ситуациях. Также разрабатывается семейство адиабатических нейронов, обладающих нулевым обменом теплом и зарядом с окружающей средой в пределе бесконечной длительности операции [1]. Такие нейроны представляют собой сверхпроводящие интерферометры, нелинейным образом преобразующие входной магнитный поток. В данной работе анализируются свойства одного из представителей адиабатического семейства, а именно гаусс-нейрона, передаточная функция которого может быть описана распределением Гаусса. Другим типом адиабатических нейронов является сигма-нейрон, чья передаточная функция может быть аппроксимирована некоторой сигмоидальной зависимостью (см., например, [2]).

Гаусс-нейрон представляет собой двухконтактный интерферометр, шунтированный дополнительной индуктивностью, используемой для индуктивного считывания выходного сигнала. В работе [3] представлена первая экспериментальная реализация гаусс-нейрона в виде многослойной тонкопленочной структуры над сверхпроводящим экраном. Результаты эксперимента демонстрируют неплохое согласие с ранее предложенной теоретической моделью [2], однако ряд моментов не учитывается предложенными формулами. Например, при проектировании реальных структур важно представлять зависимость передаточной функции от погрешностей технологического процесса, одной из которых является разброс критических токов контактов Джозефсона (КД). Анализ таких «несимметричных» гаусс-нейронов является целью данной работы.

## Результаты

Сверхпроводящий гаусс-нейрон, схематически изображенный на рис. 1, может быть описан как совокупность трех «плеч», имеющих общую точку соединения О, а другим концом подключенных к общему сверхпроводящему электроду («земля»). Пра-

вое и левое плечи могут быть названы «джозефсоновскими» или «приемными», поскольку каждое из них содержит КД, а также индуктивный элемент  $L$ , принимающий входной сигнал (магнитный поток). Третье плечо («выходное») образуется элементом  $L_{out}$ , создающим выходной сигнал (магнитный поток) при протекании тока  $I_{out}$ , величина которого определяется уравнениями состояния гаусс-нейрона. Совокупности приемных плеч образуют двухконтактный интерферометр с индуктивностью контура  $2L$  («приемный контур»), а выходная индуктивность может рассматриваться как шунтирующая для любого джозефсоновского плеча. Совокупность выходного и одного из джозефсоновских плеч образуют частичные контуры гаусс-нейрона.

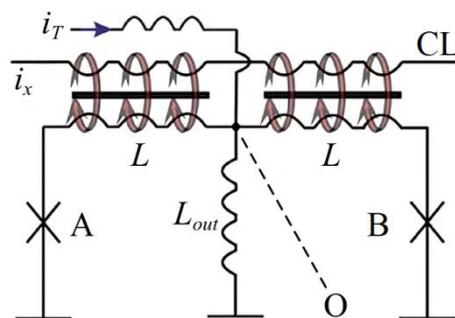


Рис. 1. Схематическое изображение гаусс-нейрона. Крестами обозначены контакты Джозефсона, волнистыми линиями — индуктивные элементы схемы

Входной сигнал на рис. 1 задается током  $i_x$ , протекающим по контрольной линии (CL), индуктивно связанной с приемными элементами  $L$ . Еще одна сигнальная линия предназначена для пропускания тока  $i_T$  через индуктивность  $L_{out}$  с целью изменения начального потока через частичные контуры гаусс-нейрона. Заметим, что начальный поток, обозначаемый далее  $\Phi_b$ , имеет разный знак для частичных контуров нейрона и поэтому не влияет на полный поток через приемный контур.

Состояние гаусс-нейрона определяется уравнением Кирхгофа и условиями баланса фаз во внешнем и частичном контурах:

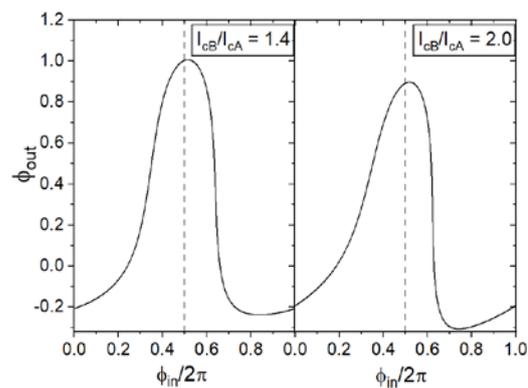
$$\begin{cases} I_c \sin \varphi_A + I_c \sin \varphi_B + I_{out} = 0, \\ \varphi_A + \frac{2\pi}{\Phi_0} LI_c \sin \varphi_A + \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_{in} = \frac{2\pi}{\Phi_0} L_{out} I_{out} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_b, \\ \varphi_B + \frac{2\pi}{\Phi_0} LI_c \sin \varphi_B - \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_{in} = \frac{2\pi}{\Phi_0} L_{out} I_{out} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_b. \end{cases}$$

Эти уравнения далее записывают в джозефсоновской нормировке, в которой ток измеряется в единицах критического тока  $I_c$  КД, магнитные потоки  $\Phi_{in}$ ,  $\Phi_b$  – в единицах  $\Phi_0/2\pi$ , а индуктивность – в единицах джозефсоновской индуктивности  $\Phi_0/2\pi I_c$ . Очевидно, что с последней нормировкой возникают сложности при разных значениях критических токов  $I_{cA}$ ,  $I_{cB}$  (несимметричность). Однако мы показали, что такая нормировка все-таки может быть введена, причем индуктивности джозефсоновских плеч нормируются на величину джозефсоновской индуктивности своего контакта, а выходная входит в уравнение только в виде отношения  $k = L/L_{out}$ . В дальнейшем путем тригонометрических преобразований может быть получено двухпараметрическое выражение, определяющее входной и выходной потоки (передаточную функцию) через суммарную и разностную фазы  $\theta = (\varphi_B + \varphi_A)/2$ ,  $\psi = (\varphi_B - \varphi_A)/2$ . Последующие преобразования позволяют получить довольно громоздкую формулу, которая представляет собой неявное аналитическое выражение для передаточной функции  $\phi_{out}(\phi_{in})$ .

На рис. 2 показаны передаточные функции гаусс-нейрона, рассчитанные для разной величины отношения критических токов. Видно, что с ростом  $I_{cB}/I_{cA}$  кривая становится несимметричной: левая часть кривой становится более пологой, а правая – все более резкой («обрывистой»). Незначительная асимметрия передаточной функции действительно наблюдалась экспериментально [3]. Мы рассчитываем, что использование полученных формул позволит получить более точную аппроксимацию экспериментальных кривых и получить оценку неизмеряемой величины: отношения критических токов КД.

## Выводы

Уравнения состояния несимметричного гаусс-нейрона могут быть записаны и решены в общем виде



**Рис. 2.** Передаточная функция гаусс-нейрона с разными джозефсоновскими контактами, рассчитанная для двух значений отношения  $I_{cB}/I_{cA}$

с использованием джозефсоновской нормировки. При решении уравнений получена аналитическая формула, выражающая в неявной форме передаточную функцию образца. Показано, что неодинаковые критические токи джозефсоновских контактов приводят к асимметрии передаточной функции образца, что действительно наблюдается экспериментально.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00053.

## Литература

1. И. И. Соловьев, Г. С. Хисматуллин, Н. В. Кленов и др.  $\pi$ -контакты в ячейках адиабатической сверхпроводниковой логики // Радиотехника и электроника. 2022. 67. 1232.
2. Andrey. E. Schegolev, Nikolay V. Klenov, Igor I. Soloviev and Maxim V. Tereshonok // Beilstein J. Nanotechnol. 2016. 7. 1397–1403.
3. А. С. Ионин, Л. Н. Карелина, Н. С. Шуравин, М. С. Сидельников, Ф. А. Разорёнов, С. В. Егоров, В. В. Больгинов // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, вып. 10. С. 761–768.

# Волна спиновой плотности и триплетная сверхпроводимость в двухслойном графене

А. О. Сбойчаков, А. В. Рожков, А. Л. Рахманов\*

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412  
\*alakhmanov@mail.ru

Мы проанализировали волну спиновой плотности и триплетную сверхпроводимость, как возможные основные состояния двухслойного графена со структурой Бернала. Волна спиновой плотности устойчива для нелегированного бислоя в отсутствие поперечного электрического напряжения. И легирование, и приложенное напряжение смещения разрушают эту фазу. Мы показали, что при приложении напряжения смещения и не слишком большом легировании в бислое может возникнуть устойчивая триплетная сверхпроводящая фаза. И волна спиновой плотности, и триплетная сверхпроводимость возникают из-за экранированного кулоновского взаимодействия. Обсуждается соответствие наших теоретических выводов недавним экспериментальным результатам.

## Введение

Экспериментальное наблюдение моттовского диэлектрика и сверхпроводимости в скрученном под магическим углом двухслойном графене стимулировало дальнейшие исследования коррелированных фаз в двухслойных и многослойных графеновых системах. Наиболее хорошо изученным типом двухслойного графена является двухслойный графен с АВ-упаковкой или фаза Бернала (АВ-BLG). Существуют экспериментальные доказательства того, что основное состояние АВ-BLG имеет щель даже при нулевом легировании, и эта щель имеет многочастичную природу. Недавно в легированном АВ-BLG наблюдался каскад переходов между несколькими несверхпроводящими и сверхпроводящими (с  $T_c \approx 26$  мК) состояниями [1, 2]. В работе [3] мы показали, что наблюдаемый каскад переходов может быть связан со сменой нескольких дробно-металлических фаз (со спиновой и долиной поляризациями). Для объяснения возникновения сверхпроводимости в АВ-BLG были предложены как фононные, так и электронные механизмы [4, 5]. В данной работе нашей основной целью является исследование сверхпроводимости в АВ-BLG, обусловленной кулоновским взаимодействием.

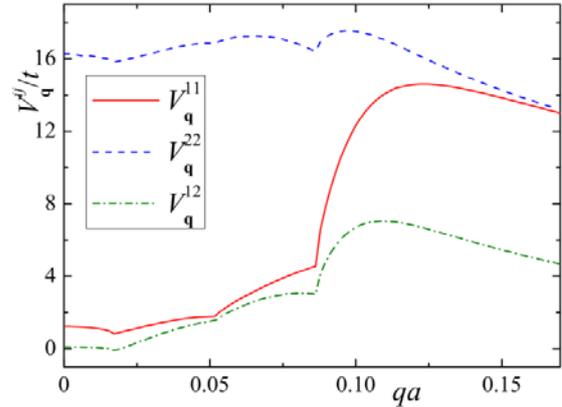
## Кулоновское взаимодействие

Нашей отправной точкой является четырехзонная модель АВ-BLG в приближении сильной связи с кулоновским взаимодействием. Мы используем приближение среднего поля. Перенормированный кулоновский потенциал рассчитывается в рамках приближения случайных фаз (RPA). В отличие от аналогичных подходов (см., например, [5]) мы различаем внутрислоевые и межслоевые кулоновские потенциалы, которые существенно различаются даже при малых переданных импульсах [6]. Гамильтониан взаимодействия можно записать в виде

$$H_{\text{int}} = \frac{1}{2\mathcal{N}} \sum_{\substack{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}\mathbf{\sigma}\mathbf{\sigma}' \\ i,j\alpha\beta}} d_{\mathbf{k}+\mathbf{q},i\alpha}^\dagger d_{\mathbf{k},i\alpha} V_{\mathbf{q}}^{ij} d_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},j\beta}^\dagger d_{\mathbf{k}',j\beta}$$

Здесь  $d_{\mathbf{k}i\alpha\sigma}$  – соответствующие операторы вторичного квантования;  $\mathbf{q}, \mathbf{k}$  – квазиимпульсы;  $\mathcal{N}$  – число элементарных ячеек;  $\alpha, \beta = A, B$  – индексы подрешеток;  $\sigma$  – компонента спина;  $i, j = 1, 2$  – номера слоев;  $V_{\mathbf{q}}^{ij}$  –

потенциалы внутрислоевого ( $V_{\mathbf{q}}^{11}, V_{\mathbf{q}}^{22}$ ) и межслоевого ( $V_{\mathbf{q}}^{12} = V_{\mathbf{q}}^{21}$ ) кулоновского взаимодействия.



**Рис. 1.** Перенормированные компоненты кулоновского взаимодействия как функции квазиимпульса  $q$  [ $\mathbf{q} = q(1,0)$ ]. Результат приведен для случая, когда приложенное поперечное напряжение  $e\Phi = 0,3t_0$ , а допирование соответствовало химическому потенциалу  $\mu = 0,0021t$ . Диэлектрическая проницаемость подложки равна единице

Результаты расчетов показаны на рис. 1. При вычислениях мы полагали, что в приближении сильной связи амплитуда внутри слоевого перескока  $t = 2,57$  эВ и межслоевого перескока  $t_0 = 0,4$  эВ. Отметим, что если к образцу приложено поперечное электрическое напряжение  $e\Phi$ , то симметрия между слоями нарушается, и в приведенном на рис. 1 случае  $V_{\mathbf{q}}^{11} < V_{\mathbf{q}}^{22}$ . Важной особенностью кривых на рис. 1 является то, что потенциалы взаимодействия  $V_{\mathbf{q}}^{ij}$  возрастают с ростом  $q$ , если  $q$  меньше некоего характерного значения  $q_c$ . Такое поведение взаимодействия, в частности, приводит к возникновению триплетной сверхпроводимости.

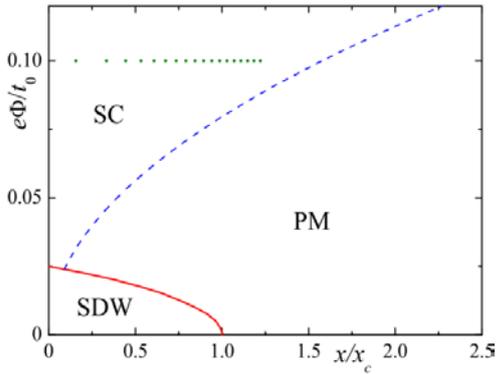
## Волна плотности и сверхпроводимость

Для того чтобы использовать приближение среднего поля, мы переходим к новому базису волновых функций  $\gamma_{\mathbf{k}S\sigma}$ , в котором кинетическая часть гамильтониана АВ-BLG диагональна:

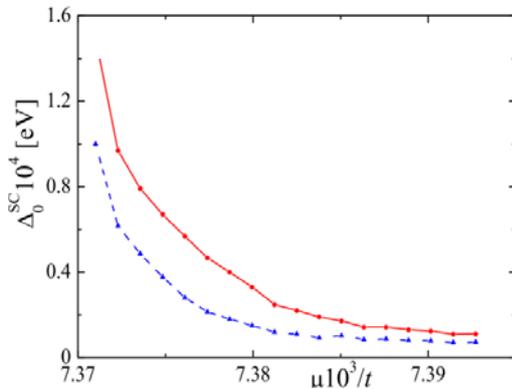
$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}S\sigma} (\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(S)} - \mu) \gamma_{\mathbf{k}S\sigma}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}S\sigma}$$

Здесь  $\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(S)}$  – собственные энергии и  $S = 1, \dots, 4$ . Последующий анализ показал, что конкурирующими

многочастичными состояниями для нашей системы является волна спиновой плотности (SDW) и триплетная по спину сверхпроводимость.



**Рис. 2.** Фазовая диаграмма системы на плоскости допирование ( $x$ ) – приложенное напряжение ( $e\Phi$ ). Точки показывают те значения ( $x$ ,  $e\Phi$ ), при которых вычислялся параметр порядка на рис. 3. PM – парамагнитное состояние



**Рис. 3.** Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от химического потенциала  $\mu$  (сплошная линия – диэлектрическая проницаемость подложки 1, пунктир 5)

Упорядочению SDW соответствует ненулевое среднее  $\eta_{\mathbf{k}}^{\text{SDW}} = \langle \gamma_{\mathbf{k}3\uparrow}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}2\downarrow} \rangle$ , где учтено, что основной вклад в формирование SDW вносят низкоэнергетические зоны  $S = 2$  (дырочная),  $S = 3$  (электронная). Электронный спектр AB-BLG содержит две долины, соответствующие двум точкам Дирака. Более детальный анализ системы в нормальном состоянии, проведенный в работе [3], показывает, что здесь существует целый каскад так называемых дробно-металлических фаз, отличающихся поляризацией поверхности Ферми по спину и индексу долины.

Нами были проанализированы возможные сверхпроводящие фазы в допированном AB-BLG с учетом влияния подложки и поперечного электрического напряжения. Оказалось, что устойчивым является триплетное сверхпроводящее состояние, которому, например, при электронном допировании соответствует ненулевое аномальное среднее со структурой  $\eta_{\mathbf{k}}^{\text{SC}} = \langle \gamma_{-\mathbf{k}3\uparrow}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}3\uparrow} \rangle$  (при дырочном допировании зона 3 заменяется на зону 2).

Нами были проведены расчеты термодинамического потенциала системы и найдены величины SDW и сверхпроводящих параметров порядка. В результате была рассчитана фазовая диаграмма системы (рис. 2). Как видно из рисунка, сверхпроводящему состоянию (SC) соответствуют более высокие значения допирования и приложенного напряжения. Волнам плотности (SDW) соответствуют малые величины допирования и напряжения. С увеличением допирования система переходит в металлическое парамагнитное состояние (PM).

На рис. 3 показана зависимость сверхпроводящего параметра порядка от допирования при  $T = 0$  (точки на фазовой диаграмме рис. 2 соответствуют точкам расчета параметра порядка на рис. 3). Если бы сверхпроводимость в системе была бы БКШ-типа, то соответствующая величина  $T_c \sim \Delta_0^{\text{SC}}$  оказалась бы на порядок больше экспериментально наблюдаемого значения. Однако правильный расчет показал, что максимальное значение  $T_c$  не превышает 0,23 мК, что фактически совпадает с экспериментально наблюдаемой величиной  $T_c = 0,26$  мК [2]. Следует подчеркнуть, что в задаче практически отсутствуют подгонные параметры.

## Выводы

Нами выполнены расчеты электронных состояний в двухслойном графене с упаковкой типа AB (фаза Бернала) с учетом кулоновского электрон-электронного взаимодействия [3, 6]. Проанализирована применимость использованных приближений (в частности, роль флуктуаций). Полученные результаты позволяют адекватно (без использования подгонных параметров и априорных предположений) объяснить каскады фазовых переходов, в том числе переход в сверхпроводящее состояние, которые наблюдались в экспериментах [1, 2]. Отметим, что важным является учет отличия межслоевого и внутрислоевого кулоновских взаимодействий. Оно является существенным даже в пределе  $qd \ll 1$ , где  $d$  – расстояние между слоями графена. Такое отличие в потенциалах связано с существенно разными условиями экранировки внутрислоевого и межслоевого взаимодействий.

## Литература

1. S. C. de la Barrera, et al. // Nat. Phys. 2022. V. 18. P. 771.
2. H. Zhouet, et al. // Science. 2022. V. 375. P. 774.
3. A. L. Rakhmanov, A. V. Rozhkov, A. O. Sboychakov, and F. Nori // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 155112.
4. Y.-Z. Chou, et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. L100503.
5. A. Jimeno-Pozo, et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. L161106.
6. A. O. Sboychakov, A. V. Rozhkov, and A. L. Rakhmanov // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 184503.

# Ускорение вычислений на Python для задач моделирования динамики джозефсоновского перехода под воздействием внешнего излучения

А. Р. Рахмонова<sup>1,2</sup>, И. О. Стрельцова<sup>1,2</sup>, М. И. Зуев<sup>1</sup>, И. Р. Рахмонов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.

<sup>2</sup>Государственный университет Дубна, Дубна, Московская обл.

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.

В работе представлены результаты исследования по ускорению проведения расчетов на основе Python-реализаций вычислительных схем, разработанных для моделирования динамики джозефсоновского перехода под воздействием внешнего излучения. С использованием Numba в среде Jupyter Book разработаны алгоритмы для вычисления вольт-амперной характеристики джозефсоновского перехода. На примере расчета зависимости ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения показана возможность многократного ускорения проведения вычислений. Также реализован параллельный алгоритм для расчета зависимости ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения и продемонстрирована эффективность параллельного вычисления.

## Введение

В слабой связи двух сверхпроводников посредством несверхпроводящего барьера, называемого джозефсоновским переходом (ДП) наблюдается эффект Джозефсона [1], который является одним из интереснейших явлений физики сверхпроводимости. Под воздействием внешнего излучения при частотном захвате джозефсоновских осцилляций внешним излучением на вольт-амперной характеристике (ВАХ) ДП возникает ступенька постоянного напряжения, широко известная под названием ступеньки Шапиро [2]. Ширина ступеньки Шапиро зависит от амплитуды и частоты внешнего излучения. При численном моделировании динамики ДП и исследовании влияния параметров модели на ступеньку необходимо провести вычисления при различных значениях параметров. В связи с этим актуальной проблемой для исследователей является разработка эффективных алгоритмов для вычисления ВАХ и зависимости ширины ступеньки Шапиро от параметров модели.

В настоящей работе представлены разработанные алгоритмы с использованием языка программирования Python в среде Jupyter Notebook для вычисления ВАХ ДП под воздействием внешнего излучения и нахождения ширины ступеньки в процессе вычисления ВАХ. Также реализован параллельный алгоритм для расчета зависимости ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения и продемонстрировано многократное ускорение процесса вычисления.

## Теоретическая модель

Динамика джозефсоновского перехода описывается моделью Resistively Capacitively Shunted Junction (RCSJ) [3]. Учет влияния внешнего излучения на динамику ДП реализуется путем добавления гармонического внешнего тока. Таким образом, система дифференциальных уравнений (СДУ) для описания динамики ДП под воздействием излучения [4] в нормированных величинах принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{dt} &= I - \sin(\varphi) - \beta V + A \sin(\omega t), \\ \frac{d\varphi}{dt} &= V, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $V$  – напряжение,  $\varphi$  – разность фаз,  $\beta$  – параметр диссипации,  $I$  – внешний ток,  $A$  – амплитуда,  $\omega$  – частота внешнего излучения. Здесь  $\omega$  нормирована на плазменную частоту  $\omega_p = \sqrt{2e I_c / \hbar C}$ , время  $t$  на  $\omega_p^{-1}$ , где  $C$  – емкость ДП,  $I_c$  – критический ток, напряжение нормировано на  $V_0 = \omega_p \hbar / 2e$ , внешний ток и амплитуда нормированы на  $I_c$ .

## Алгоритм вычисления

Вкратце опишем алгоритм вычисления ВАХ и зависимости ширины ступеньки от амплитуды. При заданном значении параметров и начальных условий при фиксированном значении тока  $I$  численно решается СДУ (1) в интервале времени  $[0, T_{max}]$  с шагом  $\Delta t$ . Полученная временная зависимость напряжения усредняется по времени по формуле

$$V = 1/(T_{max} - T_{min}) \int_{T_{min}}^{T_{max}} V(t) dt,$$

и в результате вычисляется одна точка ВАХ. При усреднении интегрирование начинается от времени  $T_{min}$ , после которого решение стабилизируется. Далее меняется значение тока на  $\Delta I$  и повторяются вышеописанные действия. Таким образом увеличивая ток до максимального  $I_{max}$  и уменьшая его обратно до нуля, получаем ВАХ ДП.

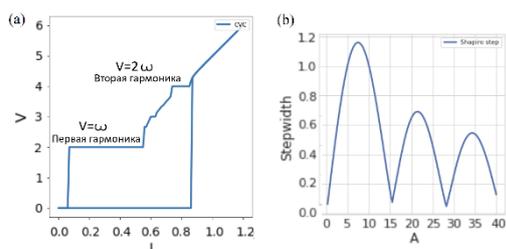
Для определения ширины ступеньки Шапиро в процессе вычисления ВАХ фиксируются максимальное и минимальное значения тока, при которых выполняется условие  $\omega = V$ , и их разность равна величине ширины ступеньки Шапиро.

Для численного решения СДУ нами использована библиотека SciPy [5] и Numba. Представленные в работе результаты рассчитаны на компоненте ML/DL/HPC экосистемы гетерогенной платформы HybriLIT [6] со следующими характеристиками: 2x Intel Xeon Gold 6148 (20 cores @ 2.4 Ghz), 512 GB DDR4 RAM.

## Результаты

На рис. 1, а показана рассчитанная ВАХ ДП при наличии внешнего излучения. Как видно, при напряжении  $V = \omega$  образуется ступенька постоянного на-

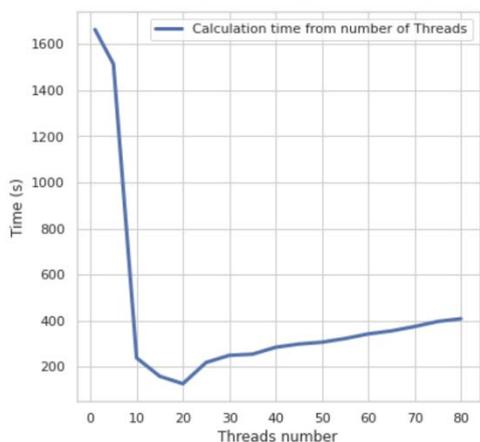
пряжения, т. е. основная гармоника ступеньки Шапи-ро, и при  $V = 2\omega$  – вторая гармоника.



**Рис. 1.** ВАХ джозефсоновского перехода под воздействием внешнего излучения (a) и зависимость ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения (b)

На рис. 1, b представлена рассчитанная зависимость ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения.

Сначала проанализируем ускорение вычисления с использованием библиотеки SciPy. Для 160 значений амплитуды с шагом  $\Delta A = 0,25$  продолжительность вычисления в последовательном режиме составляла 29 часов. Для ускорения вычислений была использована функция Parallel из библиотеки Joblib [7, 8]. В этом случае при использовании 40 потоков время вычисления занимало чуть больше 1 часа, и таким образом получено ускорение порядка 28,5 раза.



**Рис. 2.** Время расчета зависимости ширины ступеньки Шапиро как функция от числа вычислительных потоков при использовании библиотеки Numba

Процесс вычисления значительно ускорился при использовании библиотеки Numba. Вычисления проведены для тех же значений параметров, что и в случае использования SciPy и продолжительность вычисления в последовательном режиме составляла порядка 5 мин. На рис. 2 представлена зависимость времени расчетов от числа задействованных вычислительных потоков при использовании Numba.

В параллельном режиме с использованием 20 потоков время расчета составило 26 с и получено ускорение в 11 раз.

Если сравнить с результатами SciPy, то при использовании Numba было достигнуто ускорение в 70 раз, что является достаточно весомым аргументом в пользу Numba.

## Заключение

В заключении отметим, что нами разработан инструментарий на языке Python для вычисления вольт-амперной характеристики джозефсоновского перехода под воздействием внешнего излучения и вычисления зависимости ширины ступеньки Шапиро от амплитуды внешнего излучения. Показано, что в параллельном режиме используя библиотеку Joblib достигнуто ускорение в 28,5 раза по сравнению с последовательным режимом. На основе проведенного сравнительного анализа использования библиотек SciPy и Numba показано ускорение в 70 раз.

Подготовленный инструментарий может быть полезным для проведения лабораторных и исследовательских работ студентов и научных сотрудников. Также разработанные алгоритмы и инструменты позволяют ускорить получение результатов в процессе исследований поведения ступеньки Шапиро в различных типах джозефсоновских переходов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 22-71-10022.

## Литература

1. B. D. Josephson // Physics Letters. 1962. V. 1, no. 7. P. 251–253.
2. S. Shapiro // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11, no. 2. P. 80–82.
3. D. E. McCumber // Journal of Applied Physics. 1968. V. 39, no. 7. P. 3113–3118.
4. W. C. Stewart // Journal of Applied Physics. 1968. V. 12, no. 8. P. 277–280.
5. SciPy. Integration and ODEs [Electronic resource]. Available at: [https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.integrate.solve\\_ivp.html](https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.integrate.solve_ivp.html) (accessed 01.10.2023).
6. Gh. Adam, M. Bashashin, D. Belyakov, et al. IT-ecosystem of the HybriLIT heterogeneous platform for high-performance computing and training of IT-specialists // Selected Papers of the 8th International Conference «Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education» (GRID 2018), Dubna, Russia, September 10–14. 2018. P. 638–644.
7. Joblib: running Python functions as pipeline jobs. [Electronic resource]. Available at: <https://joblib.readthedocs.io> (accessed 01.10.2023).
8. Joblib. Parallel: Helper class for readable parallel mapping. [Electronic resource]. Available at: <https://joblib.readthedocs.io/en/latest/generated/joblib.Parallel.html> (accessed 01.10.2023).

# Экспериментальное исследование гармонического смесителя на основе последовательной цепочки YBaCuO бикристаллических джозефсоновских переходов в режиме нулевого смещения

В. А. Анфертьев<sup>1</sup>, Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, Л. С. Ревин<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный политехнический университет им. П. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950

\*rls@ipmras.ru

В представленной работе рассчитаны, изготовлены и измерены последовательные цепочки ВТСП джозефсоновских переходов с оптимизированной лог-периодической антенной, работающие в режиме смешения ТГц-сигналов. Проведены исследования характеристик смесителя с использованием операции смешения с высшими гармониками гетеродинного сигнала. Получена зависимость мощности ПЧ от мощности внешнего сигнала в полосе разрешения 1 МГц. Для оптимального уровня накачки частотой 5,137 ГГц найдены минимальные потери на преобразовании. Показано, что в оптимальном режиме работы смесителя конфигурация последовательной цепочки позволяет достичь числа гармоник, значительно превышающего то, которое возможно при использовании одиночного перехода. Это показывает, что синхронная работа переходов улучшает смешение, что также приводит к увеличению динамического диапазона.

## Введение

Хотя высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) уже давно считаются перспективными материалами для создания высокочастотных терагерцовых джозефсоновских устройств, недавние впечатляющие разработки в этой области [1–3] дают реальную надежду на их практическую реализацию.

Сверхчувствительные гетеродинные приемники очень востребованы для обнаружения в терагерцевом (ТГц) диапазоне из-за значительных потерь при передаче в атмосфере. ВТСП джозефсоновские переходы являются многообещающими кандидатами на эту роль из-за их высокой чувствительности, широкой полосы пропускания и низкой потребляемой мощности гетеродина.

Главным недостатком данной технологии является достаточно низкий импеданс переходов. Нормальное сопротивление  $R_N$  перехода обычно составляет порядка нескольких ом для стандартной геометрии (~ мкм), что не соответствует характеристическому импедансу ~ 50 Ом антенных копланарных линий. Один из возможных способов решения данной проблемы состоит в замене одного перехода последовательной цепочкой в сочетании с планарными связующими структурами. Мощность принимаемого сигнала и импеданс можно увеличить до уровня практического применения, если все переходы в последовательном массиве работают в состоянии фазовой синхронизации. Смеситель с последовательными переходами при нулевом смещении тока может превосходить однопереходный смеситель из-за режима фазовой синхронизации радиочастотным излучением.

В данной работе демонстрируется джозефсоновский смеситель с нулевым смещением, состоящий из трех последовательных YBCO бикристаллических переходов, которые недостаточно демпфированы и имеют внутреннюю индуктивность.

## Экспериментальные результаты

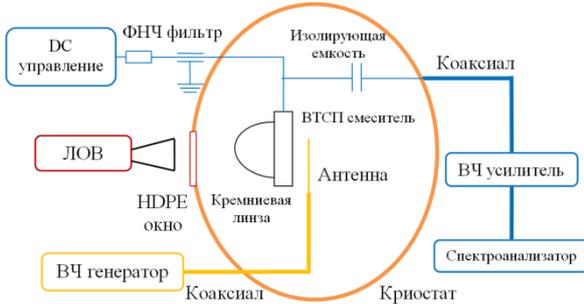
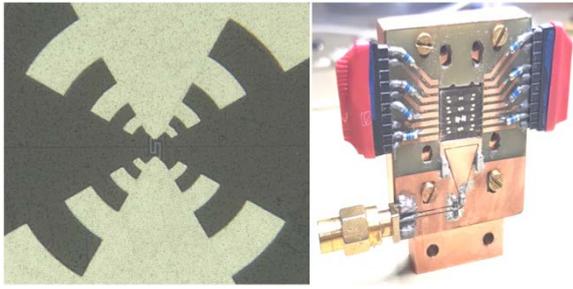
ВТСП джозефсоновский смеситель представлял собой мостик YBaCuO сверхпроводника, напылен-

ный на поверхность  $Zr_{1-x}Y_xO_2$  бикристаллической подложки с углом разориентации  $24^\circ$  в плоскости [001]. Мостик пересекал границу бикристалла 3 раза так, что в результате получалась цепочка джозефсоновских переходов, каждый из которых имел толщину 0,1 мкм и ширину 2 мкм. Цепочка была интегрирована в лог-периодическую планарную антенну [2] для широкополосной связи с внешним излучением. ВТСП-смеситель был установлен на кремниевую линзу в криоохладитель Гиффорда – Мак-Магона. Полезный сигнал от лампы обратной волны (ЛОВ) передавался по квазиоптической схеме со фторопластовой линзой и инфракрасными фильтрами и дополнительно фокусировался на джозефсоновском переходе с помощью сверхразмерного волновода.

Сигнал на промежуточной частоте получался с использованием операции смешения с высшими гармониками гетеродинного сигнала, излучаемого через симметричную антенну: ТГц-сигнал смешивался с гармоникой гетеродинного сигнала микроволнового генератора R&S SMB100A. Сигнал промежуточной частоты выводился через коаксиальный кабель и регистрировался анализатором спектра Gratten SA. Предварительный усилитель SBB5089Z, расположенный на холодной плите криостата, вместе с комнатным усилителем давали усиление 52 дБ при шуме –64 дБм в диапазоне частот 1–3 ГГц в полосе 3 МГц. Источник постоянного тока с батарейным использовался для смещения постоянного тока смесителя.

На рис. 1 представлены фотография ВТСП-смесителя и принципиальная схема эксперимента. В результате измерений удалось обнаружить амплитуду линии промежуточной частоты (ПЧ) при смешении сигнала 120 ГГц и 40-й гармоники опорного сигнала частотой 3 ГГц. Кроме того, исследована зависимость амплитуды ПЧ от мощности накачки при смешении сигнала 170,22 ГГц и 17-й гармоники опорного сигнала 9,973 ГГц; а также 33-й гармоники опорного сигнала 5,137 ГГц.

Для оценки ТГц-мощности, принимаемой джозефсоновскими переходами, применялась аппроксимация функцией Бесселя на основании измеренных



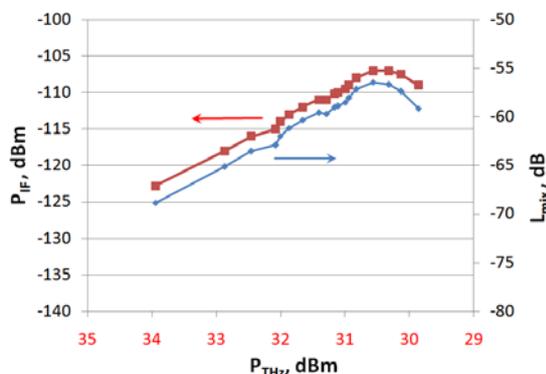
**Рис. 1.** Слева сверху – фотография образца с 3 YBaCuO-переходами. Справа сверху – фотография джозефсоновского смесителя, установленного на держатель с линзой. Внизу – схема эксперимента

вольт-амперных характеристик при отсутствии и наличии внешнего сигнала. Теоретически мощность можно оценить по изменению критического тока по выражению

$$I_c = I_{c0} J_0 \left( \frac{\sqrt{2P_{THz} R_N}}{\Phi_0 f_{THz}} \right),$$

где  $I_{c0}$  – критический ток в отсутствие внешнего сигнала,  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка первого рода,  $R_N$  – нормальное сопротивление перехода,  $P_{THz}$  и  $f_{THz}$  – мощность и частота внешнего воздействия.

В результате была получена зависимость мощности ПЧ  $P_{IF}$  от мощности внешнего сигнала  $P_{THz}$  при учете коэффициента усиления теплого и холодного ВЧ-усилителей (рис. 2). Найдены потери на преобразовании по формуле  $L_{mix} [дБ] = P_{IF} [дБ \cdot м] - P_{THz} [дБ \cdot м]$ .



**Рис. 2.** Зависимость мощности ПЧ  $P_{IF}$  (5,137 ГГц) от мощности внешнего сигнала  $P_{THz}$  (170,22 ГГц) в полосе разрешения 1 МГц. Слева – потери на преобразовании

## Выводы

В результате работы рассчитаны, изготовлены и измерены последовательные цепочки ВТСП джозефсоновских переходов с оптимизированной лог-периодической антенной. Проведены исследования характеристик смесителя с использованием операции смещения с высшими гармониками гетеродинного сигнала. В результате удалось обнаружить ненулевую амплитуду ПЧ при смещении сигнала 120 ГГц и 40-й гармоники опорного сигнала частотой 3 ГГц. Кроме того, исследована зависимость ПЧ от мощности накачки при смещении сигнала 170,22 ГГц и 17-й гармоники опорного сигнала 9,973 ГГц; а также 33-й гармоники опорного сигнала 5,137 ГГц. Получена зависимость мощности ПЧ от мощности внешнего сигнала в полосе разрешения 1 МГц. Для оптимального уровня накачки частотой 5,137 ГГц найдены минимальные потери на преобразовании. Показано, что в оптимальном режиме работы смесителя конфигурация последовательной цепочки позволяет достичь числа гармоник, значительно превышающего то, которое возможно при использовании одиночного перехода. Это показывает, что синхронная работа переходов улучшает смещение, что также приводит к увеличению динамического диапазона.

Показано преимущество режима нулевого смещения при использовании последовательной цепочки джозефсоновских переходов.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-79-10384-П.

## Литература

1. J. Du, A. R. Weily, X. Gao, T. Zhang, C. P. Foley, Y. J. Guo // Supercond. Sci. Technol. 2016. V. 30. P. 024002.
2. J. Du, C. M. Pegrum, X. Gao, A. R. Weily, T. Zhang, Y. J. Guo, C. P. Foley // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2017. V. 27. P. 1500905.
3. E. I. Glushkov, A. V. Chiginev, L. S. Kuzmin, L. S. Revin // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2022. V. 13. P. 325–333.

# Прототип волноводного гетеродинного СИС-приемника 345 ГГц

К. И. Рудаков<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Худченко<sup>1,2</sup>, В. П. Кошелец<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009

\*rudakov@asc.rssi.ru

Приемники на основе туннельного перехода сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) являются самыми чувствительными гетеродинными системами для детектирования волн субмм- и мм-диапазона. В этой работе мы представляем результаты численного моделирования и предварительный дизайн СИС-смесителя на частоту 345 ГГц. Этот приемник может быть использован для установки на борт космической обсерватории «Миллиметрон» в составе прибора для наблюдений в режиме радиоинтерферометра Земля – космос.

Приемные системы на основе туннельного перехода сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) являются самыми чувствительными гетеродинными системами субмм- и мм-диапазона и используются на всех современных субмм- и мм-астрономических обсерваториях, таких как ALMA (Atacama Large Millimeter Array), APEX (Atacama Pathfinder Experiment), NOEMA (Northern Extended Millimeter Array). Низкая рабочая температура и высокая нелинейность электрических характеристик туннельного перехода позволяют добиться низких шумовых температур приемных элементов, что сокращает время единичных наблюдений и повышает эффективность обсерватории. В Российской Федерации разрабатывается космическая обсерватория «Миллиметрон», способная работать в режиме радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (РСДБ) Земля – Космос [1]. Приемник на 345 ГГц рассматривается как кандидат для использования в роли самого высокочастотного РСДБ-канала. Также возможно его совместное использование с каналами 230 ГГц [2, 3] и 86 ГГц для наблюдения тени черной дыры. Похожие предложения о выборе частотных диапазонов и целей использования Event Horizon Telescope (ЕНТ) [4] подтверждают научную целесообразность создания приемного элемента в РФ для выбранного частотного диапазона.

Мы выполнили расчет и проектирование криогенного двухполосного (Dual Sideband, DSB) смесителя для приемника на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник для частоты 345 ГГц. Конечной целью этой разработки является создание полноценного приемника с разделением полос, концептуально схожего с приемником для ALMA, диапазон 9 [5], при использовании DSB-смесителя, аналогичного по конструкции с разработкой для диапазона 211–275 ГГц [6]. Это будет сборка на основе односторонних или двусторонних сверхпроводниковых смесителей в волноводном блоке с высокочастотным волноводным гибридом.

Микроструктурные дизайны были полностью рассчитаны с помощью специализированных численных моделей. Для выбранного частотного диапазона выбран размер волновода  $300 \times 600$  мкм, толщина подложки образца из аморфного кварца 125 мкм. Выбор стандартной толщины пластины плавленого кварца позволяет сократить цикл подготовки образцов к измерениям (не требуется полировка). Запланировано, что туннельный СИС-переход на основе

оксида алюминия ( $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{NbN}$ ) будет иметь площадь  $1 \text{ мкм}^2$ , плотность тока  $\sim 9 \text{ кА/см}^2$ , параметр качества, определяемый соотношением  $R_j/R_n$ ,  $\sim 23$ , где  $R_j$  – подщелевое сопротивление,  $R_n$  – сопротивление на нормальном участке вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельного СИС-перехода.

Оптимальное согласование между волноводным вводом и туннельным переходом СИС достигается с помощью квазиправильной пробы с импедансом 20– $i20$  Ом, микрополосковой и несимметричной копланарной линии передачи без экрана. Линии передачи, расположенные между туннельным переходом и волноводной пробой, работают как трансформаторы. Другая несимметричная линия передачи, между трапециевидным замыкателем СВЧ, рассматривается как сосредоточенная настроечная индуктивность. Использование трапециевидного замыкателя в рассмотренном дизайне предпочтительнее радиального замыкателя для согласования с фильтром низких частот (ФНЧ). Использование туннельного СИС-перехода площадью  $1 \text{ мкм}^2$  позволяет согласовать элементы чипа, используя только микрополосковые линии, но применение гибридных линий, состоящих из микрополосковых и копланарных, дает возможность снизить паразитную емкость и тем самым расширить полосу ПЧ.

Чтобы избежать утечки СВЧ-излучения по металлизации структуры чипа, применены ФНЧ в обоих слоях металлизации. В верхнем слое Nb размещены заграждающие фильтры в копланарной несимметричной линии, в нижнем слое металлизации (Nb) – заграждающие фильтры.

На рис. 1 показаны заграждающие фильтры в слое металлизации, а на рис. 2 – зависимость их S21 параметра от частоты. Прототип волноводного смесителя изображен на рис. 3.

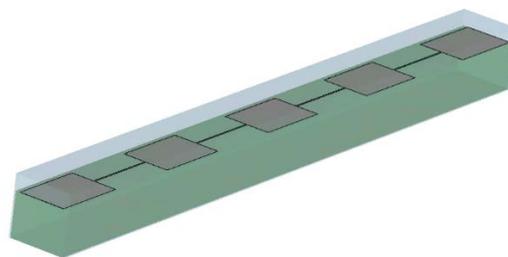
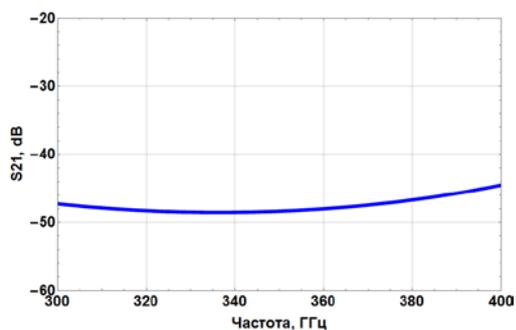
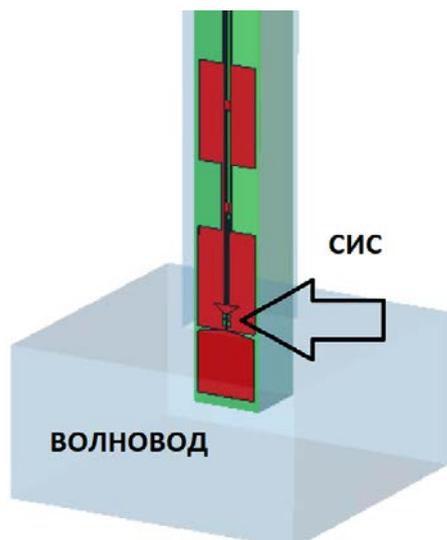


Рис. 1. Вид 3d-модели прототипа заграждающих фильтров в слое Nb. Фильтры нанесены на кварцевую подложку и располагаются в волноводном канале



**Рис. 2.** Численно рассчитанный S21 для прототипа заграждающих фильтров в слое металлизации



**Рис. 3.** Вид 3d-прототипа смесительного элемента на основе одностороннего дизайна, т. е. волноводная проба и вся микросхема расположены только с одной стороны относительно центра волновода

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-00061 (<https://rscf.ru/project/23-79-00061/>).

## Литература

1. [www.millimetron.ru](http://www.millimetron.ru)
2. K. I. Rudakov, P. N. Dmitriev, A. M. Baryshev, et al. Low-Noise Sis Receivers for New Radio-Astronomy Projects // Radiophys Quantum El. **62**, 547–555 (2019).
3. <https://zenodo.org/records/5547331>, ALMA Front End Development.
4. M. D. Johnson, K. Akiyama, L. Blackburn, et al. Key Science Goals for the Next-Generation Event Horizon Telescope. *Galaxies*. 2023. 11(3). 61.
5. Hesper, R., Gerlofsma, G., Mena, F. P., Spaans, M. C., and Baryshev, A. M. A sideband-separating mixer upgrade for alma band 9 // Twentieth International Symposium on Space Terahertz Technology. Charlottesville, 257–260 (apr 2009).
6. K. Rudakov, P. Dmitriev, A. Baryshev, A. Khudchenko, R. Hesper, O. Kiselev, & V. Koshelets. Waveguide receiver design prototypes for the 211–275 GHz and 790–950 GHz frequency ranges // XXXIInd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS). 2017. P. 1–4). IEEE.

# Разработка активного RFTES-детектора

Н. Ю. Руденко<sup>1,\*</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009

\*rudenko.ni@misis.ru, \*\*sergey3e@gmail.com

В данной работе исследуется объединение RFTES (Radio Frequency Transition Edge Sensor) детектора и СВЧ-усилителя на основе ПТ-скивда в четвертьволновом резонаторе. Электромагнитное моделирование такой структуры на частоте 1,5 ГГц показало возможность согласования между потерями вносимыми резистивным мостиком, включенным в терагерцовую антенну, и резистивным эмулятором скивда. Полученные результаты позволяют найти СВЧ-импеданс скивда и место его включения в резонатор.

## Введение

При создании приемных систем для будущих космических миссий в ТГц-диапазоне требуется включение параметрического сверхпроводящего СВЧ-усилителя с собственными шумами вблизи квантового предела. Такие усилители на основе скивдов уже созданы [1]. Согласование скивда с цепями 50 Ом достигается либо в режиме бегущей волны, либо включением в общую резонансную цепь с источником сигнала. Последний подход, использующий один двухконтактный ПТ-скивид в качестве предусилителя для сенсора, обладает удобством интеграции и способен обеспечить максимально возможное отношение сигнал-шум.

Активный сверхпроводящий детектор (АСД) реализуется на базе RFTES-детектора [2], в котором используется замкнутый конец четвертьволнового копланарного резонатора [3], где петля скивда может захватить магнитное поле малых приращений тока резонатора. Таким образом, высокочастотный резонатор детектора выполняет одновременно функции частотной селекции детектора и согласующего трансформатора импеданса между терморезистивным сенсором (мостик с электронным газом) и скивид-предусилителем.

## Результаты и обсуждение

На основе принципа частичных включений нагрузок в резонатор возможно согласовать две активные нагрузки с импедансом  $\sim 0,1-10$  Ом, располагающиеся в разных концах четвертьволнового резонатора [3]. Балансная структура – симметричный  $\lambda/4$ -резонатор, нагруженный двумя детекторами с разных концов, эквивалентная схема которого приведена на рис. 1, представляется удобной измерительной платформой. Как показал расчет, индуктивность  $L$  щелевой антенны и петли скивда близки, что позволяет создать тестовую структуру ( $L$ -детектор), в которой джозефсоновские контакты замещены таким же мостиком, как в детекторе. Индикатором согласования  $S$  и  $L$ -детектора (мостики с импедансом  $R_{b1}$  и  $R_{b2}$ ) будет являться одинаковый по амплитуде, но разнонаправленный отклик – пересечение зависимостей  $S_{21}$  на центральной частоте резонатора от мощности накачки. Импеданс скивда должен вносить такие же потери как  $L$ -детектор в оптимальном режиме.

Такая конструкция позволяет получить два важных промежуточных результата: определить импе-

данс включения скивда и использовать ее как дифференциальный детектор.

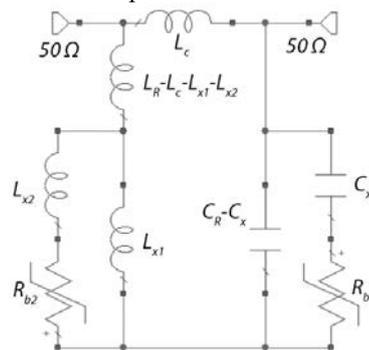


Рис. 1. Эквивалентная схема резонансного LC-контура с парциальным включением потерь, вызванных активным импедансом  $R_{b1}$  и  $R_{b2}$ , включенных в цепь через малые емкость  $C_x$  и индуктивность  $L_{x1}$

При изготовлении экспериментальной структуры тонкие пленки ниобия и алюминия осаждаются методами магнетронного и электронно-лучевого напыления. Туннельные СИС-переходы с размерами от 100 до 500 нм изготовлены на основе структуры Al/AIO<sub>x</sub>/Al по безмостиковой технологии. Параметры СИС-переходов подобраны таким образом, чтобы получить безгистерезисную вольт-амперную характеристику скивда без использования резистивных шунтов.

Разрабатываемая нами технология АСД позволит в перспективе решить две важные задачи: 1) устранить проблему широкополосного согласования параметрического усилителя для большой матрицы, 2) получить рекордно низкую шумовую температуру усилительного тракта, разместив его на том же чипе, что и матрица.

## Финансирование

Исследование поддерживалось грантом K2-2022-029 в рамках стратегического проекта «Квантовый интернет» программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

## Литература

1. G. V. Prokopenko, S. V. Shitov, I. L. Lapitskaya, V. P. Koshelets, and J. Mygind // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V. 13. P. 1042–1045.
2. A. V. Merenkov, T. M. Kim, V. I. Chichkov, S. V. Kalinkin, and S. V. Shitov // FTT. 2022. V. 64. P. 1404–1411.
3. S. V. Shitov // Tech. Phys. 2023. V. 68. P. 921.

# Реализация аналогового XOR на основе адиабатических нейронов

Д. А. Рыбин<sup>1,\*</sup>, М. В. Бастракова<sup>1</sup>, Д. С. Пашин<sup>1</sup>, А. Е. Щеголев<sup>1-3</sup>, Н. В. Кленов<sup>1,4</sup>, И. И. Соловьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup>НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1с2, Москва, 119991

<sup>3</sup>Московский технический университет связи и информатики, ул. Народного ополчения, 32, Москва, 111024

<sup>4</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1с2, Москва, 119991

\*rybin@asgar.ru

В работе исследуется функционирование простейшей искусственной нейронной сети (ИНС) на основе сверхпроводящих адиабатических нейронов. Получены аналитические выражения для схемы с двумя входными и одним выходным нейроном. На основе связи трех нейронов разработана ИНС, функционирующая в соответствии с XOR логикой.

## Введение

Бурное развитие информационных технологий и систем искусственного интеллекта приводят к разработке как программных, так и аппаратных нейроморфных систем для решения задач с большим объемом входных данных. Одним из перспективных кандидатов на базовые элементы нейроморфных процессоров являются ячейки энергоэффективной адиабатической сверхпроводящей логики. Ранее в работах [1, 2] был продемонстрирован сверхпроводниковый нейрон для сетей типа многослойного персептрона с сигмоидальной функцией активации, способного работать в классическом и квантовом режимах. В данной работе мы рассматриваем связь трех таких нейронов, представляющих собой простейшую ИНС и демонстрируем выполнение простейших логических операций типа XOR и OR.

## Схема

Оригинальная схема связи трех нейронов показана на рис. 1. В качестве входного сигнала на каждый нейрон входного слоя подается магнитный поток, форма которого задана в виде сглаженной трапеции:

$$\varphi_{in}(t) = A_{in} \left[ (1 + \exp(-2D(t - t_1)))^{-1} + (1 + \exp(-2D(t - t_2)))^{-1} \right] - A_{in}.$$

Параметры  $A_{in}$  и  $D$  регулируют амплитуду и скорость нарастания/спада входного магнитного потока соответственно. Здесь и в дальнейшем все магнитные потоки нормируются на квант магнитного потока:

$$\varphi_{in} = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad \Phi_0 = \frac{\hbar}{2e}.$$

Записав уравнения Кирхгофа и соотношения для магнитных потоков в соответствующих контурах, мы можем описать схему на рис. 1 системой уравнений, где  $\varphi_{1,2}, \bar{\varphi}_1$  – разность фаз на джозефсоновских контактах нейронов,  $m_j, \bar{m}_j$  и  $m_j^*, \bar{m}_j^*$  – коэффициенты взаимной индукции соответствующих трансформаторов ( $j = 1..3$ ). Все токи в системе нормированы на критический ток выходного нейрона  $I_{C2}$ .

Решение оптимизационной задачи для системы уравнений (1) позволяет настроить нейронную сеть на работу как в качестве логического элемента XOR, так и в качестве логического элемента OR (см. рис. 2, b), что вполне ожидаемо. Очевидным для такой

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 + i_{a1} + i_{out1} = 0 \\ \bar{i}_1 + \bar{i}_{a1} + \bar{i}_{out1} = 0 \\ \varphi_1 - \varphi_{in}/2 + i_1 l = i_{out1} l_{out1} - m_1 i_{in} \\ \bar{\varphi}_1 - \bar{\varphi}_{in}/2 + \bar{i}_1 \bar{l} = \bar{i}_{out1} \bar{l}_{out1} - \bar{m}_1 \bar{i}_{in} \\ \varphi_1 - \varphi_{in}/2 + i_1 l = i_{a1} l_a + \varphi_{in}/2 \\ \bar{\varphi}_1 - \bar{\varphi}_{in}/2 + \bar{i}_1 \bar{l} = \bar{i}_{a1} \bar{l}_a + \bar{\varphi}_{in}/2 \\ i_{in} - i_{s1} - i_{s2} = 0 \\ \bar{i}_{in} - \bar{i}_{s1} - \bar{i}_{s2} = 0 \\ i_{s1} l_{s1} + m_2 i_{cr} = i_{s2} l_{s2} - m_2^* i_{cr} \\ \bar{i}_{s1} \bar{l}_{s1} + \bar{m}_2 \bar{i}_{cr} = \bar{i}_{s2} \bar{l}_{s2} - \bar{m}_2^* \bar{i}_{cr} \\ i_{s1} l_{s1} + m_2 i_{cr} = -i_{in} l_{in} + m_1 i_{out1} \\ \bar{i}_{s1} \bar{l}_{s1} + \bar{m}_2 \bar{i}_{cr} = -\bar{i}_{in} \bar{l}_{in} + \bar{m}_1 \bar{i}_{out1} \\ (l_{t1} + l_{t2} + l_{t3} + l_{t4} + \bar{l}_{t1} + \bar{l}_{t2}) i_{cr} = i_2 m_3 - \bar{i}_{s1} \bar{m}_2 - i_{s1} m_2 + i_{s2} m_2^* + \bar{i}_{s2} \bar{m}_2^* - i_{a2} m_3^* \\ i_2 + i_{a2} + i_{out2} = 0 \\ \varphi_2 - i_{cr} m_3 + i_2 l = i_{out2} l_{out2} \\ \varphi_2 - i_{cr} m_3 + i_2 l = i_{a2} l_{a2} + i_{cr} m_3^* \end{array} \right. \quad (1)$$

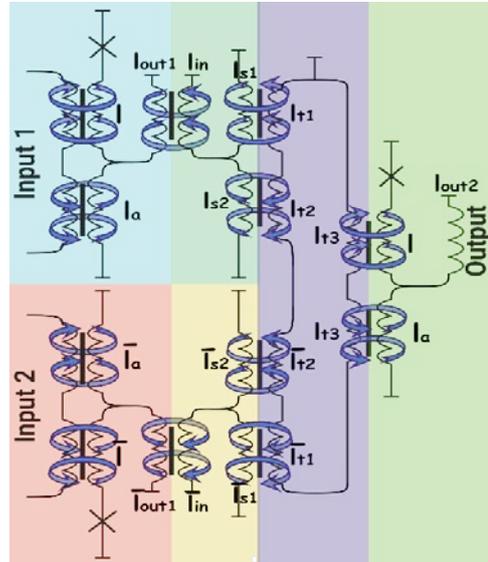
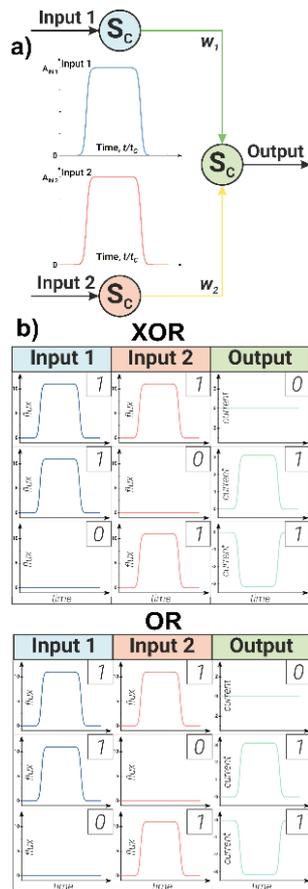


Рис. 1. Изображение сверхпроводящей реализации 3-нейронной сети (разные цвета соответствуют различным частям схемы)

конфигурации нейросети будет выбор значений весовых коэффициентов: для XOR они должны быть антисимметричными, а для OR – наоборот, симметричными. В случае отклонения от этого принципа на выходе сети получается результат, не совпадающий с таблицей истинности для заданных элементов.



**Рис. 2.** Схематическое изображение 3-нейронной XOR-сети (a). В части рисунка a показаны типичные входные сигналы (сглаженные трапеции) с амплитудами  $A_{in1}$  и  $A_{in2}$ ; b – таблица для операций XOR и OR

Настраивая параметры связи трех нейронов, мы добились полного функционирования схемы по логике XOR в классическом режиме. На вход каждого нейрона поступают сигналы разных уровней в виде сглаженных трапеций, соответствующих логическим «0» и «1» (см. рис. 2).

Во всех случаях, когда входные сигналы не совпадают, на выходе должна получаться «1», во всех остальных – «0». Случай отсутствия сигнала на входе обоих входных нейронов не демонстрируется – в случае отсутствия сигналов на обоих входах схемы нет сигнала и на выходе («0» + «0» = «0»). Стоит отметить

один момент, касающийся логического элемента OR. Дело в том, что в случае классического OR, если на вход поданы две «1», то на выходе также будет сгенерирована «1» с тем же уровнем сигнала, что и на входе (особенности цифровых схем). В нашем случае это не так: при подаче на вход двух «1» на выходе генерируется сигнал, уровень которого превышает одинаковый для случаев («1» + «0» или «0» + «1») в два раза.

## Выводы

Мы продемонстрировали работу алгоритма оптимизации параметров аналоговых нейронов и синапсов на примере простейшей нейронной сети, состоящей из трех нейронов и двух синапсов. Предложенный алгоритм позволил определить оптимальные параметры нейронной сети XOR, позволяющие ей работать в соответствии с таблицей истинности логического элемента. Кроме того, было предложено обобщение данного алгоритма на нейронные сети большей размерности, состоящие из сверхпроводниковых нейронов и синапсов. Тем не менее стоит отметить, что даже в случае создания такой простой нейронной сети возникают трудности, связанные с организацией передачи сигналов от синапсов к постсинаптическому нейрону, которые напрямую влияют на возможность масштабирования полностью аналоговых сверхпроводниковых нейронных сетей. Решением этой проблемы могло бы стать использование усилителей магнитного потока, хорошо известных в устройствах адиабатической сверхпроводниковой логики. Однако более радикальным решением в перспективе станет переход к гибридным аналого-цифровым (и, видимо, оптико-сверхпроводниковым) нейронным сетям.

## Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-72-10075.

## Литература

1. M. V. Bastrakova, A. A. Gorchavkina, A. E. Schegolev, et al. // *Symmetry*, 13(9), 1735 (2021).
2. M. V. Bastrakova, D. S. Pashin, D. A. Rybin, et al. // *Beilstein J. Nanotechnol.*, 13, 653 (2021).

# Андреевские состояния и нелинейный эффект Мейснера в тонких пленках YBCO

Д. В. Мастеров<sup>1</sup>, С. А. Павлов<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>1</sup>, Е. Е. Пестов<sup>1,2</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>,  
Д. А. Савинов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*sainovda@ipmras.ru

В работе проведены бесконтактные исследования серии тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) с различной ориентацией осей  $a$  и  $b$  относительно границ пленок. Пленки YBCO напылялись на подложки из  $\text{LaAlO}_3$ . Толщины изготовленных пленок составляли от 2 до 6 нм. В результате индукционных измерений изготовленных пленок обнаружено аномальное низкотемпературное поведение лондоновской длины  $\lambda$  для некоторых образцов, а именно  $\lambda(T)$  возрастает при уменьшении температуры ниже 7–8 К вплоть до 1 К. Также с помощью метода нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии были изучены температурные зависимости мощности третьей гармоники в широком температурном интервале от 100 К до гелиевых значений. В области низких температур обнаружено возрастание нелинейного СВЧ-отклика при уменьшении температуры. Полученные экспериментальные результаты могут быть связаны с наличием андреевских краевых состояний, а также с проявлением особенностей нелинейного эффекта Мейснера, специфичных для  $d$ -волновых сверхпроводников. В работе обсуждается влияние границ пленок и их толщин на наблюдаемые экспериментальные результаты.

Хорошо известно, что при охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры  $T_c$  внешнее магнитное поле  $H$  эффективно экранируется в массиве образца (эффект Мейснера). Однако в тонком приповерхностном слое индукция магнитного поля  $B$  отлична от нуля и имеет некое распределение. В этом же слое распределены сверхпроводящие токи, обеспечивающие диамагнетизм сверхпроводника в массиве. Характерная толщина данного слоя оказывается порядка лондоновской длины  $\lambda$  – сильно зависит от температуры  $T$ . При понижении  $T$  ниже  $T_c$   $\lambda(T)$  монотонно спадает для любых сверхпроводников. При достаточно низких  $T$  поведение  $\lambda(T)$  может быть различным для сверхпроводников с тем или иным типом спаривания. В случае обычного  $s$ -волнового спаривания  $\lambda(T)$  имеет термоактивационный характер  $\lambda(T) \sim \exp(-\Delta_0/T)$ , где  $\Delta_0$  – щель на поверхности Ферми при  $T = 0$ . В случае необычного спаривания, имеющего  $d$ -волновой характер, возникает степенная зависимость  $\lambda(T)$  при низких температурах. Она может оказываться линейной или квадратичной в зависимости от качества образца. Таким образом, важная информация о характере сверхпроводящего спаривания может быть получена из прямого измерения низкотемпературных особенностей  $\lambda(T)$ . Более того, некоторые из этих особенностей могут указывать на наличие так называемых андреевских краевых состояний [1]. Эти состояния возникают только в  $d$ -волновых сверхпроводниках вблизи границ пленки/границ двойникования с определенной ориентацией по отношению к осям  $a$  и  $b$ . Андреевские краевые состояния сопровождаются возникновением парамагнитных токов, которые ухудшают экранировку сверхпроводника, а поэтому приводят к увеличению  $\lambda$  при уменьшении  $T$ . Обнаружение и исследование этих состояний оказывается крайне важным, поскольку позволяет сделать более надежный вывод о типе спаривания в том или ином материале. При достаточно высоких напряженностях внешнего поля  $H$  лондоновская длина  $\lambda$  становится функцией не только температуры  $T$ , но и напряженности поля  $H$  (нелинейный эффект Мейснера) [2]. Это приводит к возможности исследования не только линейных свойств сверхпроводников, но и

нелинейных. В частности, в рамках нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии возможно изучить температурную зависимость мощности третьей гармоники в широком температурном интервале. В  $d$ -волновых сверхпроводниках нелинейный отклик должен возрастать при уменьшении температуры, тогда как в  $s$ -волновом сверхпроводнике при низких температурах он отсутствует. В реальных экспериментах обнаружение подобных низкотемпературных особенностей для  $d$ -волновых сверхпроводников оказывается проблематичным. Наличие андреевских состояний в  $d$ -волновом сверхпроводнике должно приводить к гораздо более сильному возрастанию нелинейного СВЧ-отклика при уменьшении  $T$ . Таким образом, ближнепольная СВЧ-микроскопия может оказаться альтернативной методикой для диагностики андреевских краевых состояний в сверхпроводнике, по сравнению с методикой, позволяющей исследовать линейные свойства сверхпроводников – изучать зависимость  $\lambda(T)$ .

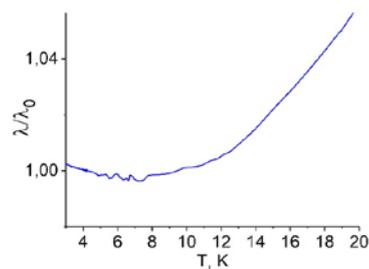
В данной работе проведены бесконтактные исследования линейных и нелинейных свойств тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO) с различной ориентацией осей  $a$  и  $b$  относительно границ пленок. Пленки YBCO напылялись на подложки из  $\text{LaAlO}_3$ . Толщины изготовленных пленок составляли от 2 до 6 нм. Исследование линейных свойств при разных температурах происходило в рамках индукционной методики «2 катушки». Также проведены локальные исследования нелинейных свойств в рамках ближнепольной СВЧ-микроскопии. Выбор столь малой толщины пленок обусловлен сильной экранировкой магнитного поля, что приводит к проблеме выделения полезного сигнала на фоне шумов. Это оказывается характерным для обеих экспериментальных методик. Более того, парамагнитные токи оказывается возможно обнаружить на фоне диамагнитных токов только при достаточном подавлении последних. Это накладывает еще более жесткие ограничения на толщину пленки.

Первоначально наши исследования были направлены на обнаружение низкотемпературных особенно-

стей нелинейного СВЧ-отклика, возникающих вблизи границ пленки, ориентированных под углом  $45^\circ$  по отношению к осям  $a$  и  $b$ . Для этой цели мы напыляли слой золота Au (толщиной 20 нм) на пленку YBCO. С помощью метода скальвания были созданы образцы с необходимой ориентацией границ. Для таких образцов мы обнаружили локально вблизи границ возрастание мощности третьей гармоники при низких температурах вплоть до 4 К. Для образцов с ориентацией границ вдоль осей  $a$  и  $b$  данный эффект либо отсутствовал, либо был сильно подавлен. Полученные результаты могут быть связаны с наличием андреевских краевых состояний, а также с проявлением особенностей нелинейного эффекта Мейснера, специфичных для  $d$ -волновых сверхпроводников.

Для проведения исследований в рамках индукционного метода были изготовлены квадратные образцы ( $1 \times 1$  см). Слой золота Au в этом случае не напылялся. Вследствие этого границы образцов не были достаточно резкими, что необходимо для возникновения андреевских краевых состояний. Однако наличие границ двойникования в YBCO могло привести к возникновению локальных парамагнитных токов, а следовательно к увеличению  $\lambda$  при уменьшении  $T$ . Именно это было обнаружено в наших исследованиях для образцов с разными типами ориентации границ пленки – под углом  $45^\circ$  по отношению к осям  $a$  и  $b$  или вдоль осей  $a$  и  $b$ . Типичная зависимость  $\lambda(T)$  для одного из таких образцов при низких температурах представлена на рис. 1.

Обнаруженная особенность в зависимости  $\lambda(T)$  для температур ниже 7–8 К (см. рис. 1) может быть



**Рис. 1.** Температурная зависимость нормированной лондоновской длины  $\lambda(T)/\lambda_0$ , где  $\lambda_0 = \lambda$  при  $T = 4$  К

связана с возникновением андреевских состояний на границах двойникования. Альтернативным указанием на данное обстоятельство может стать низкотемпературное возрастание нелинейного отклика при локальном сканировании зондом вдоль поверхности образца в рамках ближнепольной СВЧ-микроскопии. Ожидается, что ввиду сильной анизотропии зонда эффект должен проявляться по-разному для различных типов ориентации границ пленки по отношению к осям  $a$  и  $b$ . Однако данное исследование пока не проведено. Оно будет выполнено на следующем этапе нашей работы.

Исследования настоящей работы выполнены в рамках госзадания ИФМ РАН. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. C. R. Hu // Phys. Rev. Lett. V. 72. 1526 (1994).
2. S. K. Yip and J. A. Sauls // Phys. Rev. Lett. V. 69, 2264 (1992).

# Электронная структура вихря Абрикосова вблизи плоского дефекта в сверхпроводнике с анизотропной поверхностью Ферми

А. В. Самохвалов\*, А. А. Беспалов, А. С. Мельников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*samokh@ipmras.ru

В рамках квазиклассического приближения изучена трансформация подщелевого спектра квазичастичных возбуждений в вихре Абрикосова в сверхпроводнике с гексагональной поверхностью Ферми в присутствии плоского дефекта с высокой прозрачностью барьера. Показано, что из-за нормального рассеяния на поверхности дефекта в спектре элементарных возбуждений вихря, расположенного на дефекте, возникает мини-щель вблизи уровня Ферми, где состояния квазичастиц отсутствуют. Величина мини-щели растет с уменьшением прозрачности барьера и уменьшается при смещении вихря от плоскости дефекта. Выполнены расчеты критического расстояния между вихрем и дефектом, при котором появляются состояния на уровне Ферми, и мини-щель в спектре исчезает. Исчезновение мини-щели в спектре локализованных состояний в вихря означает срыв вихря с центра пиннинга, и должно сопровождаться усилением диссипации, вызванной движением вихря под действием внешнего тока.

Ключевым вопросом для понимания явлений, связанных с пиннингом и динамикой вихрей Абрикосова в сверхпроводниках, является анализ взаимодействия одиночного вихря Абрикосова и дефекта, которое существенно зависит от электронной структуры вихревого состояния, т. е., в конечном счете, от вида спектра квазичастичных возбуждений в вихре и типа дефекта (одиночный атом примеси в области сердцевинки вихря [1], непроводящая полость в форме цилиндра (columnar defect) [2] или различные планарные дефекты [3, 4]). Оказалось, что присутствие даже достаточно слабого дефекта нарушает непрерывность аномальной ветви спектра квазичастиц в коре вихря, вызывая существенные изменения в структуре ее низкоэнергетической части, такие как неэквидистантность спектра и появление минищели  $\Delta_m$  в спектре элементарных возбуждений, которая растет с увеличением силы дефекта. Образование минищели в спектре локализованных состояний и «разрыв» аномальной (подщелевой) ветви спектра Кароли-де Жена-Матрикона (CdGM) должны приводить к подавлению диссипации и пиннингу вихря при низких температурах  $T \ll \Delta_m$ . В свою очередь процесс срыва вихря с центра пиннинга сопровождается появлением состояний на уровне Ферми и топологическими изменениями вида квазиклассической орбиты, соответствующей энергии Ферми  $E_F$  [5].

Электронная структура вихря на дефекте может быть экспериментально изучена, прежде всего, методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии (STM), которая позволяет исследовать профиль локальной плотности состояний (LDOS) квазичастиц на уровне Ферми, с высоким пространственным разрешением и, таким образом, получить информацию о числе и конфигурации аномальных ветвей в спектре возбуждений. Появление мини-щели  $\Delta_m$  в спектре элементарных возбуждений вихря, который захвачен на дефекте, проявляется в качественных изменениях локальной плотности состояний на уровне Ферми [2], что вполне доступно для наблюдения современными экспериментальными методами.

В докладе представлены результаты исследования влияния анизотропии поверхности Ферми на спектр квазичастиц и плотность состояний в вихре

Абрикосова в присутствии планарного дефекта с высокой прозрачностью, как в случае, когда вихрь захвачен центром пиннинга, так и при произвольном смещении вихря от плоскости дефекта. Влияние анизотропии учтем, полагая поверхность Ферми гексагональной и ориентированной, как показано на рис. 1. Планарный дефект с отталкивающим потенциалом  $V(y) = H\delta(y)$  в плоскости дефекта и коэффициентом пропускания в нормальном состоянии  $T = 1/(1 + Z^2) \sim 1$  предполагается слабым ( $Z = H/\hbar V_F \ll 1$ ,  $V_F$  – скорость Ферми).

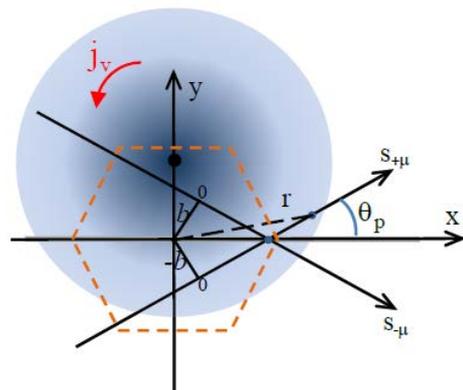
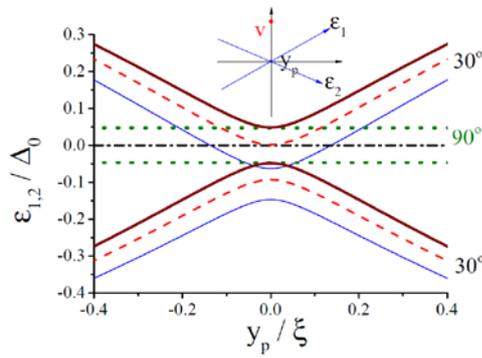


Рис. 1. Квазиклассические траектории  $s_{\pm\mu}$  с противоположным значением углового момента  $\pm\mu = k_F b$ , соответствующие зеркальному отражению квазичастицы от дефекта ( $b$  – прицельный параметр траектории). Дефект расположен в плоскости  $y = 0$ . Область сердцевинки вихря с центром в точке  $(0, h)$  выделена серым цветом. Контур поверхности Ферми схематически показан пунктиром

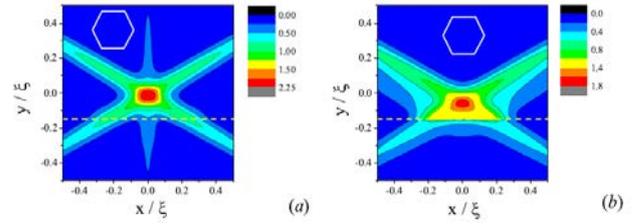
Квантовая механика квазичастичных возбуждений в коре вихря Абрикосова в сверхпроводнике описывается двумерными уравнениями Боголюбова – де Жена для электронной и дырочной частей двухкомпонентных квазичастичных волновых функций в импульсном представлении [6].

На рис. 2 показана зависимость энергии квазичастиц  $\epsilon$  от координаты  $y_p$  точки пересечения траектории оси  $u$  для нескольких значений параметра потенциала барьера  $Z$  и двух направлений траекторий  $\theta_p = \pi/6, \pi/2$  в плоскости  $(x, y)$ . В отличие от



**Рис. 2.** Зависимость энергии квазичастиц для нескольких значений смещения вихря:  $h = 0,15\xi$  (тонкая сплошная);  $h = h_F = 0,067\xi$  (пунктир);  $h = 0$  (толстая сплошная) и двух направлений траектории  $\theta_p = 30^\circ$  и  $\theta_p = 90^\circ$  (точки) для  $Z = 0,1$  ( $\xi$  – длина когерентности). Вставка – конфигурация траекторий, соответствующая экстремуму на  $\epsilon(y_p)$

обычного CdGM-спектра подщелевых состояний, ветви спектра не пересекают уровень Ферми, если вихрь расположен на дефекте ( $h = 0$ ). Исключение составляют квазичастицы на «скользящих» вдоль барьера траекториях, т. е. при  $\theta_p \approx 0$  [3], которые отсутствуют в случае гексагональной поверхности Ферми, показанной на рис. 1. Это означает формирование мини-щели в спектре в окрестности уровня Ферми, величина которой при  $Z \ll 1$  слабо зависит от направления траектории [3]. При смещении вихря из плоскости дефекта ( $h \neq 0$ ) ветви спектра получают дополнительный сдвиг, величина которого зависит от смещения  $h$  и направления траектории  $\theta_p$ . При критическом смещении  $h_F \sim \xi\sqrt{1 - \mathcal{T}} \approx \xi Z$  одна из ветвей спектра достигает уровня Ферми. Исчезновение мини-щели в спектре локализованных состояний в вихре на расстоянии  $h_F$  от дефекта означает срыв вихря с центра пиннинга, и должно сопровождаться усилением диссипации, вызванной движением вихря под действием внешнего тока. Заметим, что подобный анализ поведения подщелевых уровней энергии при смещении вихря с дефекта был выполнен ранее в работе [4] без использования квазиклассического приближения.



**Рис. 3.** Распределение LDC в вихре при нулевом смещении ( $eV = 0$ ) для двух значений параметра  $Z$ :  $Z = 0,1$  (a) и  $Z = 0,2$  (b) ( $T = 0,02\Delta_0$ ,  $h = 0,15\xi$ )

В рамках квазиклассического приближения выполнены расчеты локальной дифференциальной проводимости (LDC)  $dI/dV(x, y, eV)$  в окрестности вихря Абрикосова, помещенного рядом с плоским дефектом (рис. 3). В случае гексагональной поверхности Ферми LDC определяется вкладами андреевских состояний, локализованных на шести классических траекториях, перпендикулярных плоским граням гексагона:  $\theta_p = \pm\pi/6, \pm\pi/2, \pm 5\pi/6$ .

### Финансирование

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-12-00053).

### Литература

1. A. I. Larkin, Y. N. Ovchinnikov // Phys. Rev. B. **57**. 5457 (1998).
2. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, M. N. Zubarev // Phys. Rev. B. **79**. 134529 (2009); B. Rosenstein, et al. // Phys. Rev. B. **84**. 134521 (2011).
3. A. V. Samokhvalov, V. D. Plastovets, A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B. **102**. 174501 (2020); V. Plastovets, A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B. **105**. 094516 (2022).
4. U. E. Khodaeva, M. A. Skvortsov // Phys. Rev. B. **105**. 134504 (2022).
5. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov // Pis'ma v ZhETP. **94**. 823 (2011); A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, and V. L. Vadimov // Письма в ЖЭТФ. **102**. 886 (2015).
6. N. B. Kopnin, et al. // Phys. Rev. B. **75**. 024514 (2007); A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, M. A. Silaev // Phys. Rev. B. **78**. 064513 (2008).

# Исследование прототипов TES микрокалориметров на основе тонких пленок гафния

В. Ю. Сафонова<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Гордеева<sup>1</sup>, А. В. Благодаткин<sup>1,2</sup>, Д. А. Пиманов<sup>1</sup>,  
А. А. Яблоков<sup>1,2</sup>, А. Л. Панкратов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603155

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*v.sfonova@mail.ru

Проводились исследования свойств прототипов детекторов типа Transition-Edge Sensor (TES) на основе тонких пленок гафния. Исследуются такие важные свойства, как критический ток, критическая температура и ширина сверхпроводящего перехода. Данный анализ имеет важное значение при подборе оптимальных материалов для изготовления счетчиков одиночных фотонов и микрокалориметров для детектирования частиц темной материи и определения магнитного момента нейтрино.

## Введение

За последние два десятилетия криогенные микрокалориметры нашли применение в различных областях, например, для детектирования темной материи, в качестве однофотонных детекторов рентгеновского, видимого и инфракрасного диапазонов и др. Понижение температуры позволяет достигать намного более высокого энергетического разрешения, чем в устройствах, работающих при комнатной температуре.

Типичный микрокалориметр состоит из абсорбера, термометра и тепловой связи с термостатом. Наиболее распространены микрокалориметры на краю сверхпроводящего перехода (TES) [1]. Работа по улучшению чувствительности микрокалориметров, основанных на TES, продолжается, и важную роль играет используемый материал.

Чувствительность TES зависит от объема сенсора. Чем выше критическая температура основного сверхпроводника, тем более толстый слой нормального металла необходим для подавления температуры перехода до необходимых значений из-за эффекта близости. Для исследовательских задач нужна критическая температура ниже или около 100 мК. При использовании тонких слоев нормального металла этому условию может удовлетворять такой сверхпроводящий материал, как гафний.

Гафний – это переходный металл, известный своими уникальными характеристиками при низких температурах. Этот материал является многообещающим кандидатом для различных приложений, включая рентгеновскую спектрометрию, счетчики одиночных фотонов в микроволновом, дальнем инфракрасном и оптическом диапазоне. Кроме того, тонкие пленки гафния потенциально могут быть использованы для изготовления TES микрокалориметра благодаря возможности получения температуры перехода ниже 100 мК.

Существуют такие сложные применения TES, как обнаружение отдельных атомов He в сверхтекучем гелии для поиска магнитного момента нейтрино и поиска темной материи. Для них и нужен материал, имеющий критическую температуру ниже 100 мК и узкую ширину сверхпроводящего перехода. Более того, для успешной эксплуатации свойства тонкопленочного материала должны быть стабильными во времени.

В данной работе проводится исследование тестовых образцов TES на основе тонких пленок гафния, подробно изученных в статье [2], опубликованной нами ранее.

## Результаты

В НГТУ им. Р. Е. Алексеева была проведена фотолитография на литографе МЛВ 3. Через получившуюся маску было напылено 85 нм гафния и 5 нм титана. Получился тестовый чип с прототипами TES квадратной формы с несколькими значениями площадей. Фото чипа приведено на рис. 1.

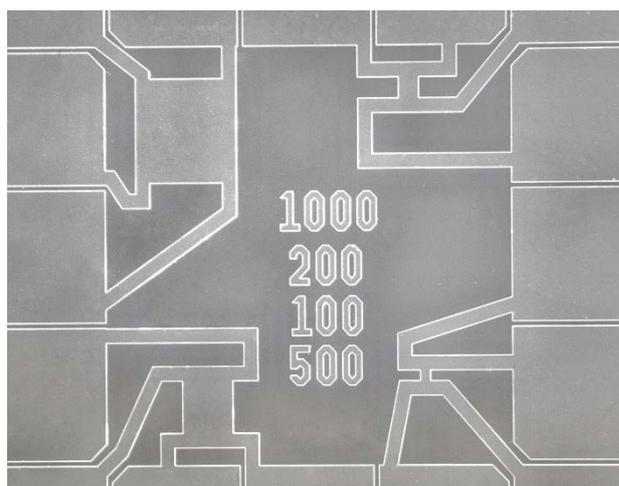


Рис. 1. Фотография чипа с тестовыми образцами TES разной площади

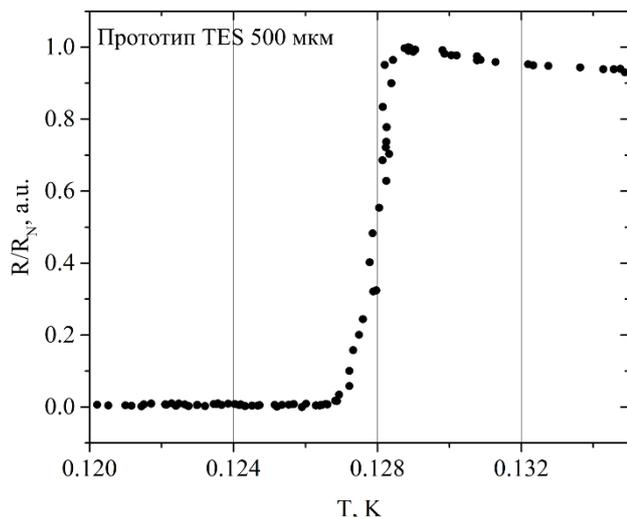
На чипе в левом верхнем углу размещен прототип TES площадью  $500 \times 500$  мкм, в левом нижнем углу размещен тестовый образец площадью  $1000 \times 1000$  мкм, в правом нижнем углу размещена структура площадью  $200 \times 200$  мкм, в правом верхнем углу размещен прототип площадью  $100 \times 100$  мкм.

В криостате растворения Triton 200 были проведены низкотемпературные измерения чипа с данными тестовыми структурами. Ниже представлены результаты измерений прототипов TES площадью  $500 \times 500$  мкм и  $200 \times 200$  мкм.

ВАХ данных прототипов показали следующие результаты. Для структуры с площадью  $500 \times 500$  мкм критический ток составил 6,1 мкА,

возвратный ток 5,1 мкА, нормальное сопротивление по ВАХ равно 1,6 Ом. Для прототипа с площадью  $200 \times 200$  мкм критический ток составил 2,3 мкА, возвратный ток 1 мкА, нормальное сопротивление по ВАХ равно 2,5 Ом.

Были измерены зависимости сопротивления от температуры для вышеуказанных тестовых образцов. Для прототипа с площадью  $500 \times 500$  мкм сопротивление начало расти при 127 мК, ширина перехода составила 2 мК, как показано на рис. 2. Данный прототип измерялся с током смещения 0,5 мкА.



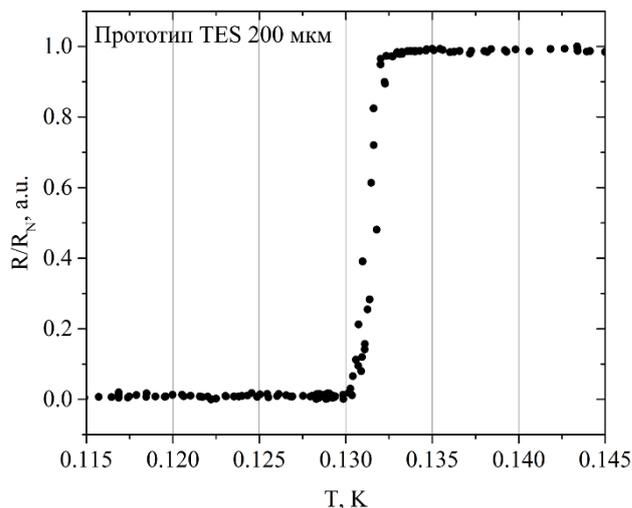
**Рис. 2.** Зависимость сопротивления от температуры для тестового образца TES с площадью  $500 \times 500$  мкм

Для структуры с площадью  $200 \times 200$  мкм сопротивление начало расти при 130 мК, ширина перехода составила 2 мК, что показано на рис. 3. Данный прототип измерялся с током смещения 0,2 мкА.

## Выводы

Были исследованы сверхпроводящие свойства пленок гафния с различными толщинами. С учетом результатов измерений этих пленок были изготовлены тестовые прототипы детекторов типа TES.

Проведены измерения ВАХ и зависимости сопротивления от температуры данных TES-структур.



**Рис. 3.** Зависимость сопротивления от температуры для тестовой структуры TES с площадью  $200 \times 200$  мкм

Показано, что ширина сверхпроводящего перехода составляет 2 мК, что является показателем высокого энергетического разрешения исследуемых прототипов детекторов.

Энергетическое разрешение в 1 эВ, представлявшееся ранее недостижимым, без особых проблем может быть реализовано при использовании сверхпроводников. Но для новых задач, таких как детектирование энергии отдачи от одиночных квантово-испаренных атомов гелия, требуются еще более чувствительные детекторы.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 «Физика изотопов водорода».

## Литература

1. L. Gottardi, K. Nagayashi // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 3793.
2. V. Y. Safonova, A. V. Gordeeva, A. V. Blagodatkin, D. A. Pimanov, A. A. Yablokov, O. L. Ermolaeva, A. L. Pankratov // Materials. 2024. V. 17, no. 222.

# Джозефсоновский диодный эффект в резистивной модели с емкостью

Г. С. Селезнев<sup>1,2,\*</sup>, Я. В. Фоминов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, пр. Акад. Семёнова, 1А, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700

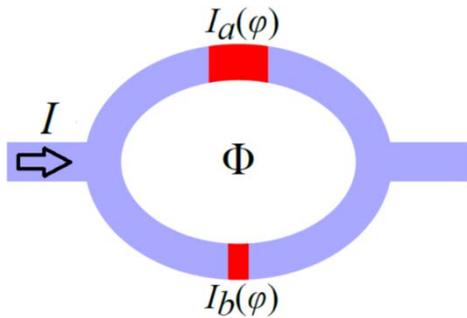
<sup>3</sup>Лаборатория физики конденсированного состояния, Высшая школа экономики, Покровский бульвар, 11, Москва, 109028

\*seleznev.gs@phystech.edu

В работе исследуется джозефсоновский диодный эффект в асимметричном СКВИДе с высшими гармониками в ток-фазовом соотношении. Для описания гистерезисного поведения контакта и других его свойств под действием внешнего тока используется резистивно-емкостная модель. В рамках этой модели найдена аналитически и численно асимметрия вольт-амперной характеристики контакта и ступенек Шапиро. Также рассмотрено проявление джозефсоновского диодного эффекта в виде сильной асимметрии величины тепловых флуктуаций напряжения на контакте и крамеровского времени выхода.

## Модель

Мы изучали джозефсоновский диодный эффект (ДДЭ) в СКВИДе, содержащем высшие гармоники в ток-фазовом соотношении и находящемся в магнитном поле, создающем поток  $\Phi$  через его кольцо [1, 2].



**Рис. 1.** Асимметричный СКВИД с джозефсоновскими контактами в рукавах, имеющими разные ток-фазовые характеристики  $I_a(\varphi)$  и  $I_b(\varphi)$

В работе мы анализировали «минимальную модель», в которой возможно наблюдать ДДЭ. Предполагалось, что в одном рукаве СКВИДа находится контакт с синусоидальным ток-фазовым соотношением, а в другом рукаве – контакт, имеющий помимо этого вторую джозефсоновскую гармонику:

$$I_a(\varphi_a) = I_{a1} \sin \varphi_a,$$

$$I_b(\varphi_b) = I_{b1} \sin \varphi_b + I_{b2} \sin 2\varphi_b.$$

Из-за наличия магнитного потока через кольцо интерферометра разности фаз на контактах  $a$  и  $b$  связаны соотношением

$$\varphi_a - \varphi_b = \phi; \quad \phi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}.$$

Тогда нормированное ток-фазовое соотношение для всего СКВИДа имеет вид

$$I_s(\varphi) = \sin \varphi + A \sin(2\varphi - B),$$

где

$$A = \frac{I_{b2}}{I_1},$$

$$B = \phi + 2 \arctan \left( \frac{I_{a1} - I_{b1}}{I_{a1} + I_{b1}} \tan \frac{\phi}{2} \right).$$

Здесь  $A$  является нормированной амплитудой второй гармоники, а  $B$  – сдвиг фаз между вкладками в ток от первой и второй гармоники. Ток везде предполагается нормированным на амплитуду первой джозефсоновской гармоники:

$$I_1(\phi) = \sqrt{I_{a1}^2 + I_{b1}^2 + 2 I_{a1} I_{b1} \cos \phi}.$$

Оказывается, что в этом случае из-за наличия второй гармоники ( $A \neq 0$ ) и нетривиального магнитного потока ( $\sin B \neq 0$ ) вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается асимметричной  $I(V) \neq -I(-V)$ , что и является проявлением ДДЭ [1].

Цель данной работы заключалась в изучении влияния конечной емкости контактов на силу и характер проявления ДДЭ в рассматриваемой системе.

Как известно, при наличии емкости ВАХ контакта становится гистерезисной и в рамках резистивно-емкостной модели описывается уравнениями [3]:

$$\beta \dot{\phi} + \phi + \sin \varphi + A \sin(2\varphi - B) = j + j_{ac}(\omega t + \delta),$$

$$\dot{\phi} = v,$$

где  $\beta = \frac{2eI_1 C R^2}{\hbar}$  – параметр МакКамбера;  $v = \frac{V}{I_1 R}$  – безразмерное напряжение;  $j = \frac{I_{dc}}{I_1}$  и  $j_{ac} = \frac{I_{ac}}{I_1}$  – нормированный постоянный и переменный ток;  $\omega$  и  $\delta$  – частота и начальная фаза переменного тока.

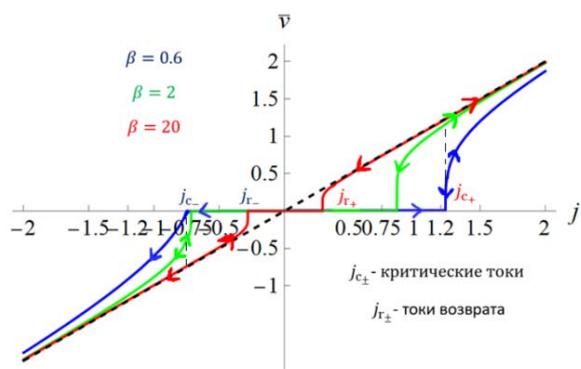
Отметим, что в этой модели именно параметр МакКамбера  $\beta$  определяет силу емкостных эффектов (чем он больше, тем они оказываются сильнее).

## Результаты

Мы аналитически и численно нашли асимметрию зависимости  $j(v)$  на различных характерных участках ВАХ (асимметрия критических токов, поведения ВАХ вблизи закона Ома и т. д.). В целом можно заключить, что ДДЭ в системе подавляется с ростом  $\beta$ . В то же время при учете емкости контактов возникают новые особенности, которых не было в системе с нулевой емкостью, например, асимметрия токов возврата:

$$|j_{r\pm}| = \frac{4}{\pi \sqrt{\beta}} - \frac{4A \cos B}{3\pi \sqrt{\beta}} \pm \frac{A \sin B}{\beta} \left( \frac{2(\pi^2 - 21)}{6\pi^2} \right).$$

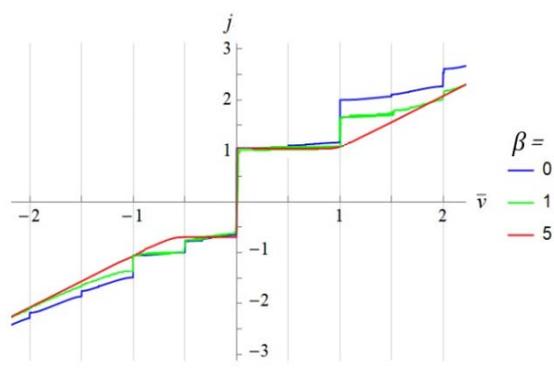
Также оказывается возможным наблюдение одностороннего гистерезиса в такой системе. Это означает, что в некотором диапазоне значений параметра МакКамбера  $\beta_- > \beta > \beta_+$  контакт будет демонстрировать гистерезисное поведение только при одном направлении тока (при  $j > 0$ ), а в обратном направлении (при  $j < 0$ ) гистерезиса на ВАХ контакта не будет.



**Рис. 2.** ВАХ контакта при разных значениях  $\beta$  при  $A = 0,25$  и  $B = \pi/2$ . Штрихованная линия соответствует закону Ома

При наличии внешнего переменного тока  $j_{ac}$  возможна синхронизация внешнего сигнала и собственных джозефсоновских осцилляций. Это приводит к возникновению особенностей ВАХ при  $\bar{V} = (n/k) \hbar\omega/2e$ , называемых ступеньками Шапиро. Они также оказываются асимметричными, и эта асимметрия ослабевает с ростом  $\beta$ .

Кроме того, в работе рассмотрены проявления ДДЭ в виде асимметрии величины напряжения, индуцированного тепловыми флуктуациями при токах меньше критических и нулевой емкости контакта [4], а также крамерсовского времени жизни в случае ненулевой емкости [5]. Асимметрии этих величин оказываются экспоненциально сильными ( $\sim e^{\frac{\Delta U_{\pm}}{T}}$ , где  $\Delta U_{+} \neq \Delta U_{-}$ ) при достаточно низких температурах.



**Рис. 3.** Асимметрия ступенек Шапиро при  $A = 0,25$ ,  $B = \pi/2$ ,  $\omega = 1$ ,  $j_{ac} = 1$  и различных значениях  $\beta$

## Литература

1. Ya. V. Fominov and D. S. Mikhailov. Asymmetric higher-harmonic SQUID as a Josephson diode // Phys. Rev. B. 106. 134514 (2022).
2. Ruben Souto, Martin Leijnse, and Constantin Schrade. Josephson Diode Effect in Supercurrent Interferometers // Phys. Rev. Lett. 129. 267702 (2022).
3. K. K. Likharev. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. New York : Gordon and Breach, 1986.
4. Vinay Ambegaokar and B. I. Halperin. Voltage Due to Thermal Noise in the dc Josephson Effect // Phys. Rev. Lett. 22. 1364 (1969).
5. M. Büttiker, E. P. Harris, and R. Landauer. Thermal activation in extremely underdamped Josephson-junction circuits // Phys. Rev. B. 28. 1268 (1983).

# Сверхпроводящие элементы нейроморфной сети

А. С. Сидоренко<sup>1,2,\*</sup>, Н. Кленов<sup>1</sup>, С. Бакурский<sup>1</sup>, И. Соловьев<sup>1</sup>, А. Вахрушев<sup>3</sup>,  
И. Головчанский<sup>4</sup>, В. Столяров<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Москва, 119234, Россия

<sup>2</sup>Технический университет Молдовы, Институт электронной инженерии и нанотехнологий, Кишинев, 2028, Молдова

<sup>3</sup>Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, Ижевск, 426067, Россия

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 14170, Россия

\*sidorenko.anatoli@gmail.com

В работе представлены результаты проектирования и исследования ключевых настраиваемых элементов с памятью для сверхпроводниковых нейросетей. В основу этих элементов положены сверхпроводящие спиновые вентили из слоистых гибридных наноструктур сверхпроводник – ферромагнетик.

Необходимость радикального снижения уровня энергопотребления становится решающим фактором, ограничивающим развитие современных суперкомпьютерных технологий [1]. Перспективным решением является разработка компьютеров с не-фоннеймановской архитектурой – искусственных нейронных сетей (ИНС) со сверхпроводящими базовыми элементами. Однако для функционирования таких сетей необходимо завершить разработку двух основных базовых элементов: нелинейного преобразователя входных сигналов, подобного нейрону, и линейных соединительных элементов, подобных синапсу [2].

Представлены результаты проектирования и исследования настраиваемых нейронов на основе сверхпроводящих спиновых вентилях и сверхпроводящих синапсов на основе слоистых гибридных наноструктур сверхпроводник – ферромагнетик, как результат исследования эффекта близости в многослойных наноструктурах сверхпроводник/ферромагнетик (S/F) с Со-ферромагнитными слоями различной толщины и коэрцитивными полями и Nb-сверхпроводящими слоями постоянной толщины, равной длине когерентности ниобия. В сверхрешетках Nb/Со наблюдается изменение сверхпроводящего параметра порядка в тонких пленках ниобия путем переключения с параллельного на антипараллельное магнитное упорядочение соседних ферромагнитных слоев. Такие сверхрешетки могут быть использованы для конструирования базовых элементов сверхпроводниковой спинтроники для инженерии ИНС [3]. Создание ИНС с использованием сверхпроводящих искусственных нейронов и синапсов позволяет построить

компьютер с энергопотреблением на несколько порядков меньше по сравнению с традиционным компьютером, построенным на полупроводниковых базовых элементах.

## Выводы

Создание ИНС с использованием сверхпроводящих искусственных нейронов и синапсов позволит построить компьютер с энергопотреблением, на несколько порядков меньше по сравнению с традиционным компьютером, построенным на полупроводниковых базовых элементах.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 22-79-10018 «Управляемая кинетическая индуктивность на основе сверхпроводящих гибридных структур с магнитными материалами».

## Литература

1. Tianhe-2a, is a supercomputer developed by China in 2018. Power: 18,482 MW. <https://www.top500.org/system/177999/>
2. Anatolie S. Sidorenko, Horst Hahn and Vladimir Krasnov. Frontiers of nanoelectronics: intrinsic Josephson effect and prospects of superconducting spintronics // Beilstein J. Nanotechnol. 2023. 14. 79–82, doi:10.3762/bjnano.14.9
3. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, A. L. Gudkov, A. S. Sidorenko. Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative // Beilstein J. Nanotechnol. 2017. Vol. 8. P. 2689–2710. <https://doi.org/10.3762/bjnano.8.269>

# Электронное фазовое расслоение наномасштаба в сверхпроводниках $RB_6$ и $RB_{12}$ с ян-теллеровской структурной неустойчивостью

А. Н. Азаревич<sup>1</sup>, Н. Б. Болотина<sup>2</sup>, О. Н. Хрыкина<sup>1,2</sup>, В. М. Гридчина<sup>2</sup>, К. М. Красиков<sup>1</sup>, Н. Ю. Шицевалова<sup>3</sup>, В. Б. Филипов<sup>3</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>4</sup>, С. Габани<sup>5</sup>, К. Флахбарт<sup>5</sup>, Н. Е. Случанко<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

<sup>3</sup>Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины, ул. Акад. Кржижановского, 3, Киев, 03680, Украина

<sup>4</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия

<sup>5</sup>Институт экспериментальной физики САН, ул. Ватсонова, 47, Кошице, 04001, Словакия

\*nes@it.gpi.ru

Методами прецизионного рентгеноструктурного анализа в сочетании с низкотемпературными измерениями намагниченности, теплоемкости, сопротивления, теплопроводности, коэффициентов Холла и термоЭДС исследованы сверхпроводящее и нормальное состояния высших боридов  $RB_6$  (R-La, Y) и  $RB_{12}$  (R-Zr, Lu). Показано, что динамические зарядовые страйпы различных конфигураций, обусловленные кооперативной ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса, определяют особенности неоднородной сверхпроводимости в этих сильно коррелированных электронных системах.

## Введение

Исследования высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в обычных ( $MgB_2$  [1]) и нетрадиционных (купраты, пниктиды и халькогениды на основе Fe, см., например, [2]) сверхпроводниках обнаружили ряд необычных явлений, в числе которых зарядовые и спиновые страйпы и электронный нематический эффект [2], двухщелевая сверхпроводимость, псевдощелевое состояние и др. Принято считать, что по крайней мере некоторые из этих явлений способствуют усилению сверхпроводимости, поэтому представляет интерес выяснить более детально их генезис и установить взаимосвязь с ВТСП. Представляется, что конкуренция зарядовых, спиновых, решеточных и орбитальных степеней свободы играет ключевую роль в формировании сложных фазовых диаграмм в этих сверхпроводниках, приводя к электронному фазовому расслоению и обеспечивая необходимые условия для ВТСП [2–3].

Недавно динамические зарядовые страйпы были обнаружены при промежуточных температурах в гексаборидах ( $RB_6$ ) и додекаборидах ( $RB_{12}$ ) редкоземельных и переходных металлов, был предложен механизм их формирования в традиционных сверхпроводниках  $LuB_{12}$  ( $T_c \approx 0,42$  К) и  $ZrB_{12}$  ( $T_c \approx 6$  К) с электрон-фононным механизмом формирования куперовских пар, близкими по характеристикам фононными спектрами и электронной структурой [4]. Среди гексаборидов динамические полосы заряда вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$  были найдены в  $GdB_6$  [5], тогда как для  $LuB_{12}$  наблюдалась ориентация страйпов вдоль  $\langle 110 \rangle$  [6]. В случае  $ZrB_{12}$  с двухщелевой сверхпроводимостью было показано, что в интервале  $100 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$  зарядовые страйпы образуют две независимые сетки с ромбическими ячейками (шахматная доска), построенные из (i) гибризованных  $4d-2p$ -состояний Zr и бора и (ii) только из  $2p$ -состояний электронов зоны проводимости, соответственно [7]. Во всех сверхпроводниках  $RB_6$  и  $RB_{12}$  при температурах 50–70 К был обнаружен переход порядок-

беспорядок, сопровождающийся возникновением псевдощелевого состояния. Целью настоящей работы явилось исследование низкотемпературных конфигураций зарядовых страйпов и связанных с ними аномалий физических свойств и особенностей сверхпроводимости в высших боридах  $RB_6$  и  $RB_{12}$ .

## Результаты

Прецизионные низкотемпературные рентгеноструктурные (XRD) исследования монокристаллов  $RB_6$  и  $RB_{12}$  проводились на дифрактометре XtaLAB Synergy-DW с детектором HyPix-Arc 150 и криосистемой N-Helix 800 Series с охлаждением образца открытым потоком хладагента. Распределение электронной плотности (ЭП) в кристаллах анализировалось методом максимальной энтропии (MEM).

На рис. 1 для примера показаны MEM-карты распределения электронной плотности в  $LaB_6$  в трех плоскостях семейства  $\{100\}$ , проходящих через атомы бора при температуре  $T = 30$  К. Как видно из рисунка, при низких температурах в  $LaB_6$  формируется трехмерная структура страйпов, ориентированных вдоль ребер кубической ячейки (направления  $\{100\}$ ), характеризующаяся небольшими искажениями. Выполненные в работе прецизионные температурные и полевые измерения намагниченности различных монокристаллов  $LaB_6$  с электронным фазовым расслоением наномасштаба позволили обнаружить сверхпроводимость II-рода с  $T_c \approx 5,9$  К и верхним критическим полем  $H_{c2} > 5$  кЭ в системе филаментарных каналов, объемная доля которой не превышает 0,1% (см., например, рис. 2).

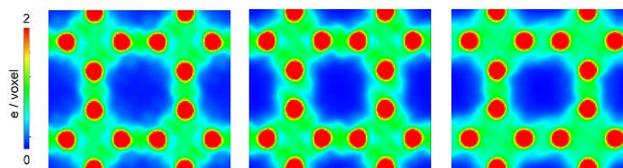
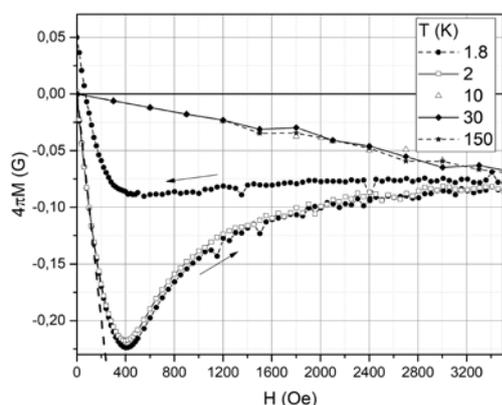
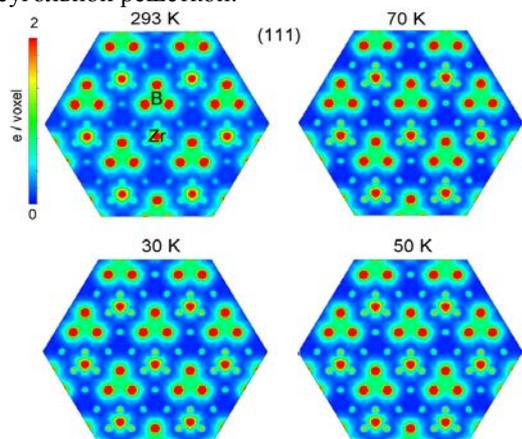


Рис. 1. MEM-карты распределения ЭП в трех разных плоскостях семейства  $\{100\}$ , проходящих через атомы бора в  $LaB_6$ , полученные при температуре  $T = 30$  К



**Рис. 2.** Зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля  $H \parallel [100]$  в сверхпроводящей ( $T \sim 2$  К) и нормальной ( $T \geq 10$  К) фазах для одного из монокристаллов  $\text{LaV}_6$ . Стрелками показано направление изменения поля

Выполненные в работе низкотемпературные XRD-измерения  $\text{ZrB}_{12}$  подтвердили наличие в интервале  $T \leq 70$  К страйп-структур типа «шахматной доски» [7, 8]. Наряду с этим при уменьшении температуры МЕМ-анализ выявил возникновение и усиление в междоузлиях решетки дополнительных особенностей распределения ЭП в плоскостях (111), проходящих через треугольные грани кубооктаэдров  $\text{B}_{12}$ . На рис. 3 показана обнаруженная при комнатной и низких температурах субструктурная волна зарядовой плотности с треугольной решеткой.



**Рис. 3.** МЕМ-карты распределения ЭП в плоскости (111)  $\text{ZrB}_{12}$  при комнатной и низких температурах. Плоскость проведена через треугольные грани кубооктаэдров  $\text{B}_{12}$

## Выводы

В традиционных сверхпроводниках  $\text{RB}_6$  и  $\text{RB}_{12}$  с ян-теллеровской структурной неустойчивостью борного каркаса обнаружен набор явлений, типичных для ВТСП различных классов, включая динамические зарядовые страйпы различных конфигураций, субструктурную волну зарядовой плотности, псевдощелевое состояние и двухщелевую сверхпроводимость. Таким образом, показано, что по крайней мере в каркасно-кластерных соединениях высших боридов редкоземельных и переходных металлов указанные особенности электронной структуры реализуются в условиях традиционного электрон-фононного механизма сверхпроводимости.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00297.

## Литература

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu // *Nature*. 2001. V. 410. P. 63–64.
2. B. Keimer, S. A. Kivelson, M. R. Norman, S. Uchida, and J. Zaanen // *Nature*. 2015. V. 518. P. 179–186.
3. E. Dagotto // *Science*. 2005. V. 309. P. 257–262.
4. A. Azarevich, A. Bogach, V. Glushkov, S. Demishev, A. Khoroshilov, K. Krasikov, V. Voronov, N. Shitsevalova, V. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, A. Kuznetsov, S. Gavrilkin, K. Mitsen, S. J. Blundell, and N. E. Sluchanko // *Phys. Rev. B*. 2021. V. 103. P. 104515(15).
5. A. P. Dudka, O. N. Khrykina, N. B. Bolotina, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, M. A. Anisimov, S. Gabani, K. Flachbart, and N. E. Sluchanko // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 100. P. 205103(7).
6. N. B. Bolotina, A. P. Dudka, O. N. Khrykina, V. N. Krasnorussky, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko // *J. Phys. Condens. Matter*. 2018. V. 30. P. 265402(9).
7. N. B. Bolotina, O. N. Khrykina, A. N. Azarevich, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Yu. Gavrilkin, K. V. Mitsen, V. V. Voronov, and N. E. Sluchanko // *Phys. Rev. B*. 2022. V. 105. P. 054511(6).
8. N. B. Bolotina, O. N. Khrykina, A. N. Azarevich, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, S. Gabáni, K. Flachbart, V. V. Voronov, and N. E. Sluchanko // *Solid St. Sci.* 2023. V. 104. P. 107245(10).

# Теоретическое исследование автоколебаний в RF TES-детекторе

Л. С. Соломатов<sup>1</sup>, С. В. Шитов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

\*Sergey3e@gmail.com

Рассмотрены несколько моделей возникновения релаксационных колебаний в RF TES-детекторе: модель конкуренции тока разогрева и критического тока в пленочном микромостике в области интерфейса с электродами, а также модель локального разрушения сверхпроводимости в мостике, при котором образуется горячее пятно. Результаты моделирования качественно подтверждают данные исследований.

## Введение

Экспериментальные исследования показали, что в определенных режимах в RF TES-детекторе [1] могут возникать автоколебания, проявляющиеся как модуляция СВЧ-несущей с частотой  $\sim 10$  кГц, которые зависят как от мощности несущей, так и от мощности ТГц-излучения, подаваемого на антенный вход детектора. При этом экспериментальный детектор имеет высокую чувствительность, т. е. присутствие автоколебаний не приводит к деградации детектора. Феноменологически такой режим ассоциируется с «кратером» на резонансной кривой RF TES-детектора.

Условием возникновения релаксационных колебаний может быть переход сверхпроводящей пленки в нормальное состояние через критик, что приводит к резкому уменьшению амплитуды СВЧ-тока накачки и к дальнейшему охлаждению пленки, следствием чего становится возможность восстановления сверхпроводящего состояния, что похоже на тепловой гистерезис, наблюдаемый на постоянном токе при использовании источника напряжения. Экспериментальные исследования [2] показали, что чувствительность детектора и его шумы могут быть измерены не только в виде дисперсии мощности несущей на выходе детектора, но и в виде дисперсии частоты автоколебаний. Предложены две модели автоколебаний. Первая релевантна старению образца, при котором возможен процесс окисления и возникновения слабой связи на интерфейсе мостик-электроды. В такой модели в области контакта Hf-Nb может возникать конкуренция тока разогрева и критического тока. При этом должно происходить скачкообразное увеличение сопротивления в цепи мостика, что приводит к снижению тока, и происходит его постепенное охлаждение. Через некоторый интервал времени, определяемый инерцией резонатора и тепловой инерцией мостика, происходит снижение тока в цепи мостика до значения ниже критического, после чего восстанавливается сверхпроводящий канал. Вторая модель – это локальное разрушение сверхпроводимости током в микромостике, приводящее к возникновению горячего пятна. Пятно может менять свой размер, который определяет сопротивление мостика, что, в свою очередь, может приводить к изменению знака электротермической обратной связи [3].

Анализируя конкретный спектр автоколебаний (рис. 1), можно прийти к ряду заключений: 1) имеет место амплитудная модуляция несущей с периодом частоты  $f = 83,3$  кГц (12 мкс), что сравнимо с полосой резонатора; 2) глубина модуляции составляет  $-25$  дБ

(менее 1%), это значит, что амплитуда тока в резонаторе с добротностью  $Q \sim 10^4$  меняется мало, и ток подогрева можно считать константой; 3) наличие четных гармоник говорит о том, что эюра модуляции несимметрична.

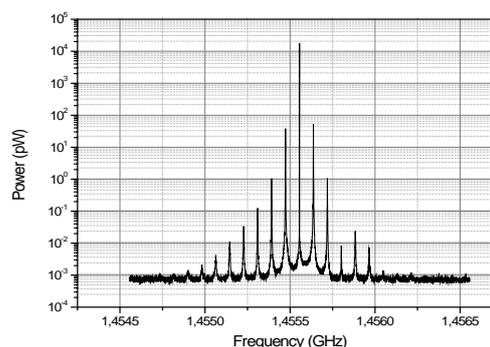


Рис. 1. Спектр осцилляций в RF TES-детекторе

## Динамика разогрева электронного газа

Рассмотрим разогрев электронной подсистемы фотонами накачки СВЧ  $P_{bias}$  и фотонами от ТГц-антенны  $P_{opt}$ . В случае сверхпроводящего гафния скорость взаимодействия электронов с электронами много быстрее, чем электронов с фононами и чем уход фононов в подложку. Динамику электронной температуры можно описать дифференциальным уравнением следующего вида:

$$C_e \frac{dT_e}{dt} = P_{bias} + P_{opt} - G_0(T_e - T_{cr}). \quad (1)$$

Здесь СВЧ-мощность накачки  $P_{bias} = P_{in} S_{31}(R(T_e), R_s)$ ,  $S_{31}(R(T_e), R_s)$  – коэффициент передачи СВЧ-мощности с линии накачки на сверхпроводящий микромостик,  $R_s$  – это импеданс эквивалентного источника тока, разогревающего мостик,  $G_0$  – коэффициент теплоотвода (в первом приближении константа),  $T_{cr}$  – температура криостата (подложки),  $C_e$  – электронная теплоемкость сверхпроводящего мостика (в первом приближении константа). Из дифференциального уравнения видно, что время релаксации зависит от электронной теплоемкости  $C_e$  сверхпроводящего материала.

## Модель слабой связи на интерфейсе мостик-электроды

Предположим, что на месте контакта Nb-Hf имеется слабая связь, которая обладает собственным критическим током  $I_{ct}^{int}$ , и растущий СВЧ-ток накачки

сравнивается с критическим током ( $I_b \geq I_c^{int}$ ). Сопротивление в месте контакта должно измениться скачком на  $\Delta R_n$ , и тепло станет выделяться на  $R_{eff}(T_e) = R_b(T_e) + \Delta R_n$ . При этом вся система будет релаксировать к стационарному состоянию с током разогрева  $I_{bias}(f, R_b(T_e) + \Delta R_n)$ , и температура уменьшится. Если температура такого стационарного состояния окажется ниже температуры восстановления криттока, то сверхпроводимость восстановится.

Примем переход в нормальное состояние начальной точкой колебательного цикла. Резонатор, который является источником тока, в силу своей инерции не может изменить ток мгновенно и воздействует этим током на увеличившееся сопротивление системы, создавая импульс дополнительного нагрева. При этом энергия, запасенная в резонаторе, уменьшается к стационарному состоянию со скоростью релаксации, определяемой новой, более низкой добротностью резонатора, теплопроводностью и теплоемкостью мостика. Температуру этого состояния можно вычислить и показать, что при определенных условиях эта температура будет ниже температуры перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Это значит, что возврат в сверхпроводящее состояние произойдет раньше, чем будет достигнута температура стационарного состояния, а именно через время, когда ток достигнет самосогласованного значения с критической температурой мостика. Этот сценарий позволяет вычислить время части цикла автоколебания, используя уравнение теплового баланса, когда правая часть уравнения (1) равна нулю. Характерное время релаксации электронной подсистемы мостика к начальной точке периода зависит от ее теплоемкости  $C_e$  и укорачивается при увеличении подводимой мощности, что качественно подтверждается экспериментальными данными.

### Модель горячего пятна

Модель основана на известном эффекте, когда после поглощения фотона в пленке возникает горячее пятно, которое является ограниченной областью с повышенной концентрацией квазичастиц. При этом происходит локальное повышение электронной температуры, которая влияет на перераспределение плотности критического тока  $j_c(T_e, T_c)$  в мостике. Здесь может произойти локальный фазовый переход в нормальное состояние, инициированный либо критической температурой, либо критической плотностью тока в локальной области. Известно, что зарождение горячего пятна также связано с дефектами пленки, которые могут появиться в процессе старения.

Пространственно-временная эволюция электронной температуры в сверхпроводящем микромостике при толщине сверхпроводящей пленки много меньше ее остальных размеров описывается уравнением теплопроводности для двумерного случая:

$$\frac{dT_e(x,y,t)}{dt} = D \left( \frac{d^2 T_e(x,y,t)}{dx^2} + \frac{d^2 T_e(x,y,t)}{dy^2} \right) + \frac{P^+(x,y,t) - P^-(x,y,t)}{C_e}. \quad (2)$$

С помощью уравнения (2) можно предсказать эволюцию размера горячего пятна. Для простоты приравняв левую и правую части к нулю и задав правильные граничные условия, можно определить распределение температуры в мостике при заданных параметрах (теплоемкости, релаксации резонатора, подаваемой мощности). Нас интересует динамика горячего пятна после возникновения конечного сопротивления. Существует 3 варианта развития теплового процесса, когда возникновение конечного сопротивления  $\Delta R_n$  приводит к заметному изменению коэффициента передачи мощности накачки на мостик:

$$\Delta S_{31}(R(T_e), \Delta R_n, R_s) = S_{31}(R(T_e) + \Delta R_n, R_s) - S_{31}(R(T_e), R_s). \quad (3)$$

Известно, что изменение мощности разогрева может произойти как в сторону нагрева, так и в сторону охлаждения с уменьшением размера горячего пятна, что зависит от текущего размера пятна, т. е. от соотношения  $(R(T_e) + \Delta R_n)/R_s$ . Это соотношение определяет знак электротермической обратной связи. Уменьшение размера нормальной области может привести к восстановлению сверхпроводящего канала и к продолжению циклического процесса.

### Финансирование

Исследование поддерживалось грантом K2-2022-029 в рамках стратегического проекта «Квантовый интернет» Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

### Литература

1. A. V. Merenkov, V. I. Chichkov, A. B. Ermakov, A. V. Ustinov, S. V. Shitov // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 28, 7 (2018). DOI: 10.1109/tasc.2018.2827981
2. S. V. Shitov, A. A. Kuzmin, M. Merker, V. I. Chichkov, A. V. Merenkov, A. B. Ermakov, A. V. Usyinov, M. Siegel // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 27, 4 (2017). DOI: 10.1109/tasc.2017.2655507
3. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // Физика твердого тела. 2022. Т. 64, № 10. С. 1404.

# Тонкие пленки алюминия, нанесенные на охлаждаемые жидким азотом подложки

М. Стрелков<sup>1,\*</sup>, А. Чекушкин<sup>1</sup>, М. Фоминский<sup>1</sup>, Р. Козулин<sup>1</sup>, С. Краевский<sup>2</sup>, А. Татаринцев<sup>3</sup>, Д. Захаров<sup>3</sup>, А. Ломов<sup>3</sup>, М. Тарасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая, 11, стр. 7, Москва, 603087

<sup>2</sup>Институт биомедицинской химии им. В. Н. Ореховича, ул. Погодинская, 10, Москва, 119121

<sup>3</sup>Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 36, к. 1, Москва, 117218

\*strelkov.mv@phystech.edu

Исследована микроструктура пленок алюминия, термически напыленных на монокристаллические кремниевые подложки при температуре жидкого азота и при комнатной температуре. Приведены результаты измерения шероховатости поверхности методами рентгеновской дифракции, атомно-силовой и электронной микроскопии. Показано, что среднеквадратичная шероховатость снижается с 0,4–1,2 нм до 0,19–0,34 нм при охлаждении подложки от комнатной температуры до температуры жидкого азота.

## Введение

Проблема качества сверхпроводниковых туннельных переходов на основе алюминия связана с морфологией поверхности тонких пленок, которая влияет на асимптотическое сопротивление, критический ток, токи утечки. Управление электрофизическими свойствами структур возможно через инженерию поверхности пленок. Возникает задача развития доступных методов роста пленок для управления морфологией их поверхности. Метод МЛЭ в принципе позволяет проводить рост эпитаксиальных пленок Al с атомарно гладкой поверхностью. Однако данный метод трудно применим при массовом производстве. Существуют два альтернативных подхода к решению проблемы создания атомарно гладких пленок: напыление методом квази-эпитаксии пленок при температурах  $T \geq 0,5 T_{пл}$  подложки, как в [1], либо напыление аморфных пленок на охлаждаемую подложку. В данной работе проведено сравнение микроструктуры пленок, выращенных при комнатной температуре (RT) и при температуре жидкого азота (NT) на кремниевых подложках. Напыление производилось в установке Leybold Heraeus Z-400 термическим методом. Камера оборудована азотной ловушкой, которая заливалась до подачи азота на охлаждение подложки для предотвращения намерзания влаги на подложку. Охлаждение подложки происходит пропусканием жидкого азота через трубку, на которую напаян держатель подложки.

Напыление производилось со скоростью 0,4–0,6 нм/с, подложка начинала охлаждаться за минуту до начала напыления и охлаждалась все время нанесения пленки.

## Результаты

Микроструктура пленок и морфология их поверхности были изучены методами рентгеновской рефлектометрии, дифрактометрии, сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопией (АСМ). Результаты экспериментов показывают, что пленки алюминия с толщинами около 100 нм, напыленные на охлаждаемую подложку, по сравнению с пленками, наносимыми при комнатной температуре, являются менее шероховатыми. Наиболее гладкая пленка получилась на охлажденной кремниевой подложке с ориентацией <111>. Такие пленки предназначены для

изготовления СИС и СИН туннельных переходов. Первичный анализ поверхности проводился методом АСМ. Сечения пленок, напыленных при различных температурах подложки, приведены на рис. 1.

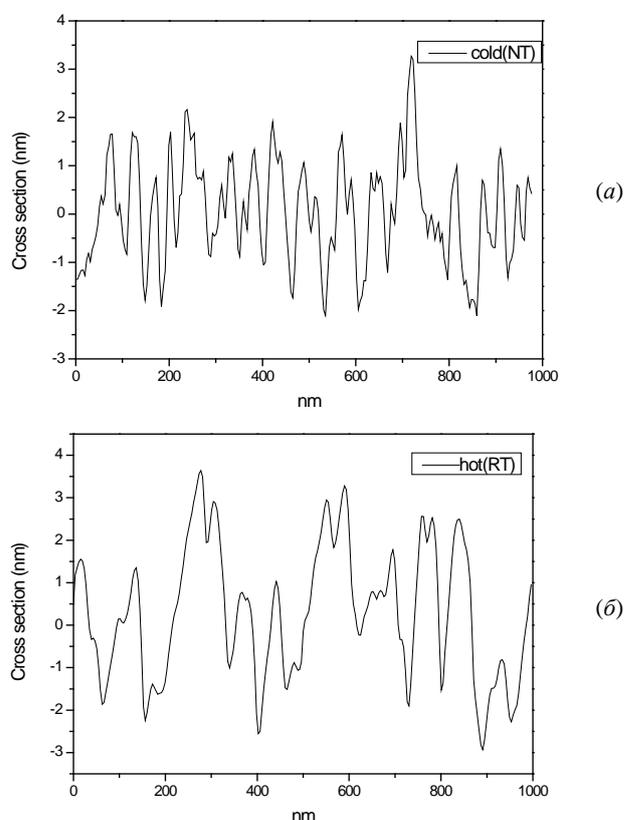


Рис. 1. АСМ-профили поверхности образцов пленок Al/Si(111), напыленных при охлаждении подложки жидким азотом – NT (а) и без охлаждения – RT (б)

В табл. 1 приведены усредненные значения среднеквадратичной шероховатости  $\sigma_{rms}$  и максимальной  $\sigma_{pv}$  по разным сканам и образцам для пленок толщиной 100 нм.

Таблица 1. Шероховатость пленки от температуры

Температура	$\sigma_{rms}$ (нм)	$\sigma_{pv}$ (нм)
77 К	0,19 – 0,34	0,8 – 2,5
293 К	0,42 – 1,2	1,5 – 4,7

Электронная микроскопия торцов пленок приведена на рис. 2. Видно, что поверхность пленки, напыленной на холодную подложку, более гладкая.

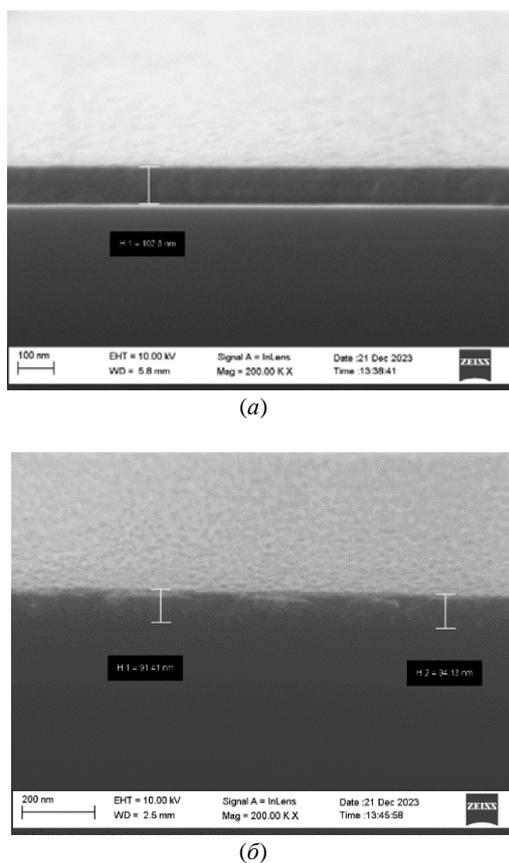


Рис. 2. Изображение сколов пленок, напыленных при 77 К (а) и 293 К (б)

Рентгеновские дифрактограммы от пленок Al представлены на рис. 3 геометрии GIXRD (а) и XRD (б). Анализ дифрактограмм показывает, что RT- и NT-пленки алюминия на Si(111) являются поликристаллическими. Пленки обладают ярко выраженной текстурой (001), практически наблюдается только одно отражение 002 (рис. 3, б). Это сильно отличается от пленок Al, обычно получаемых методом магнетронного распыления с текстурой (111). Ширины дифракционных пиков (размер кристаллитов) для пленок мало отличаются. Отражение 002 (рис. 3, б) происходит от плоскостей, параллельных поверхности подложки Si(111). В наших пленках преобладают кристаллиты с гранями (001), параллельными поверхности образцов, что коррелирует с уменьшением шероховатости поверхности до  $r_{ms} \sim 0,25$  нм для NT-пленки. На крупных частицах (рис. 1, б) много «рожек» – отдельных частиц с размерами 15–20 нм. Размер крупных частиц порядка 50 нм. В NT-пленке средний размер частиц  $\sim 10$ –15 нм. Важно отметить, в АСМ это изображение только слоя на поверхности толщиной 5 нм. Дифракция происходит на отдельных кристаллитах, поскольку в нашем случае влиянием размеров частиц можно пренебречь. Латеральные размеры кристаллитов (9–11 нм) хорошо коррелируют с данными АСМ. Размеры кристаллитов в нашем

случае в большей степени определяются энергией атомов или их кластеров. Подложка при комнатной температуре добавляет энергии адатомам алюминия. Это способствует коагуляции кристаллитов в более крупные частицы «сростки». По-видимому, это и приводит к увеличению шероховатости для пленок, напыленных при комнатной температуре.

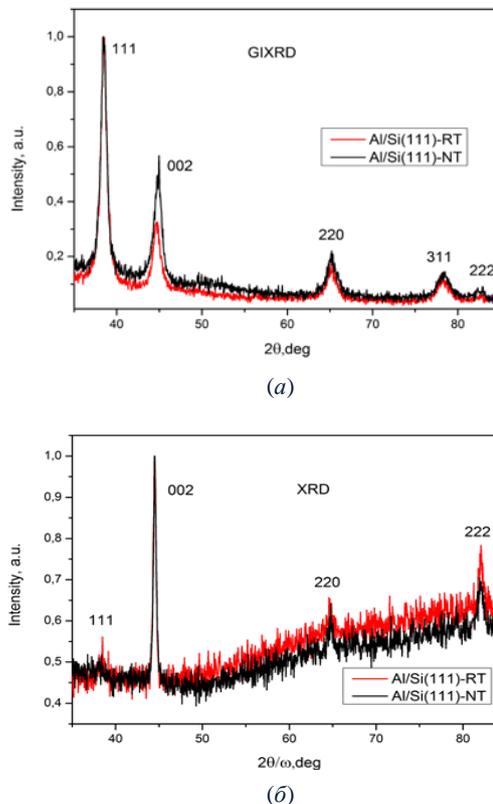


Рис. 3. Дифрактограммы от исследуемых пленок Al/Si(111), полученные в режиме сканирования  $2\theta$  (а) (при скользящем угле  $\varphi = 0,5$  угл. град. падения рентгеновского пучка) и в режиме  $-2\theta/\omega$  (б)

## Выводы

Напыление пленок алюминия на охлаждаемые жидким азотом монокристаллические подложки кремния позволяет уменьшить размер частиц более чем в 2 раза и достичь величины шероховатости поверхности  $r_{ms} \sim 0,25$  нм.

## Финансирование

Разработка и изготовление образцов выполнены в ИРЭ РАН при финансовой поддержке РФФ, грант 23-79-00022, <https://rscf.ru/project/23-79-00022/>. При выполнении работ использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529.

## Литература

1. M. Tarasov, A. Lomov, A. Chekushkin, M. Fominsky, D. Zakharov, A. Tatarintsev, S. Kraevsky, A. Shadrin. Quasiepitaxial aluminum film nanostructure optimization for superconducting quantum electronic devices // *Nanomaterials*. 2023, 13, 2002. <https://doi.org/10.3390/nano13132002>.

# Влияние магнитных флуктуаций на транспортные свойства пниктидов железа

И. И. Гимазов, Ю. И. Таланов\*

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029  
\*talanov@mail.kfti.knc.ru

Представлены результаты исследования серии образцов соединения  $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  с разной степенью допирования кобальтом. Измерения проводились с помощью спектрометра электронного парамагнитного резонанса на частоте 9,4 ГГц в интервале температур от 4 до 300 К. Анализ температурной зависимости сопротивления и микроволнового поглощения для образцов с разной степенью допирования позволяет получить значения температур фазовых переходов (структурного, магнитного и сверхпроводящего), а также определить вклад магнитных возбуждений в рассеяние носителей.

## Введение

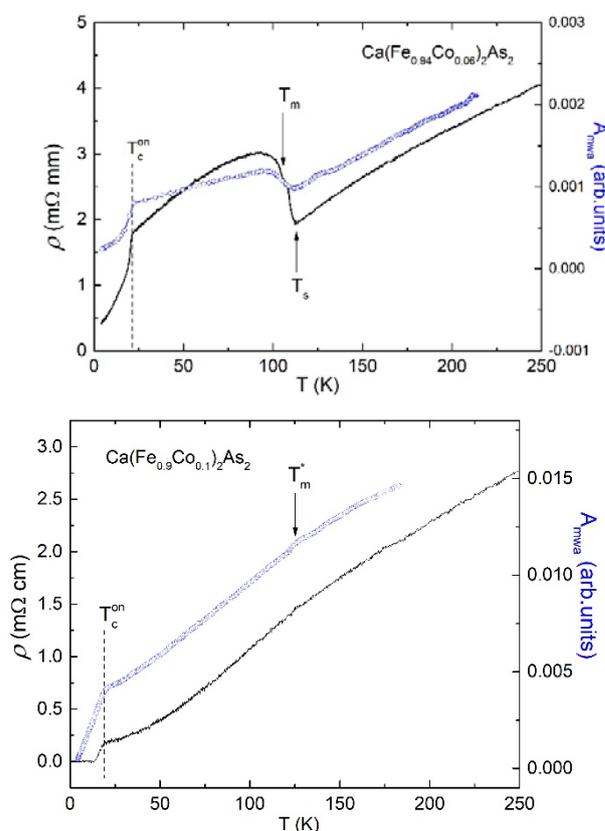
Высокотемпературная сверхпроводимость в пниктидах железа возникает при внедрении электронов или дырок в исходно несверхпроводящие антиферромагнитно упорядоченные соединения. Поскольку спиновые возбуждения могут быть ответственны за спаривание электронов в сверхпроводнике, важно проследить эволюцию транспортных и сверхпроводящих параметров материалов при изменении степени электронного или дырочного легирования.

В настоящей работе представлены результаты исследования серии монокристаллических образцов соединения  $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  с разной степенью допирования кобальтом. Замена части железа кобальтом приводит к изменению плотности носителей тока (электронов), число которых растет с увеличением концентрации примеси. Концентрация носителей играет определяющую роль как в температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  выше критической температуры, так и в формировании сверхпроводящего состояния. Один из механизмов рассеяния носителей, который определяет форму зависимости – это рассеяние на спиновых возбуждениях. Анализ формы кривой  $R(T)$  для образцов с разной степенью допирования позволяет получить значения температур фазовых переходов (структурного, магнитного и сверхпроводящего), а также определить вклад магнитных возбуждений в рассеяние носителей и установить связь между величиной этого вклада и критической температурой. Дополнительные сведения о вышеперечисленных процессах и величинах можно получить, используя результаты исследования транспортных параметров на высокой частоте ( $\sim 10^{10}$  Гц) путем измерения микроволнового поглощения (МВП).

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  и амплитуды микроволнового поглощения  $A_{mwa}(T)$  для двух образцов  $\text{Ca}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  с  $x = 0,06$  (недодопированный электронами) и  $x = 0,10$  (передопированный). Зависимости  $\rho(T)$  и  $A_{mwa}(T)$  имеют положительный наклон практически во всей области исследованных температур (4–300 К). Это свидетельствует о том, что основным механизмом рассеяния носителей тока является рассеяние на фононах. Кривые имеют одну или несколько характерных точек перегиба, которые связа-

ны с фазовыми переходами, происходящими при температурах, где наблюдается перегиб.



**Рис. 1.** Температурные зависимости удельного сопротивления (сплошная линия) и амплитуды микроволнового поглощения (кружки) двух образцов:  $\text{Ca}(\text{Fe}_{0,94}\text{Co}_{0,06})_2\text{As}_2$  (верхняя панель) и  $\text{Ca}(\text{Fe}_{0,9}\text{Co}_{0,1})_2\text{As}_2$  (нижняя панель)

К примеру, на зависимости  $\rho(T)$  образца с  $x = 0,06$  (верхняя панель рис. 1) обнаруживаются три точки перегиба, соответствующие структурному переходу от тетрагональной кристаллической решетки к орторомбической ( $T_s = 113$  К) с понижением температуры, антиферромагнитному упорядочению в форме волн спиновой плотности (SDW) при  $T_m = 106$  К и началу перехода в сверхпроводящее состояние при  $T_c^{on} = 21,3$  К.

Такие же характерные особенности имеет и кривая  $A_{mwa}(T)$ , что объясняется тем обстоятельством, что микроволновое поглощение, связанное с поверхностным сопротивлением образца, пропорционально, в частности, удельному сопротивлению в степени  $1/2$  [1].

Зависимости сильно упрощаются при переходе к передопирированным образцам,  $x > 0,075$  (см. фазовую диаграмму в статье [2]). Кривые  $\rho(T)$  и  $A_{\text{твн}}(T)$ , на первый взгляд, имеют только один резкий перегиб, соответствующий началу перехода в сверхпроводящее состояние при  $T_c^{\text{он}} = 18,6$  К. При внимательном рассмотрении на зависимости  $\rho(T)$  можно обнаружить широкий максимум в области температур от 80 до 180 К. Можно предположить, что этот максимум обусловлен дополнительным рассеянием носителей на нематических флуктуациях магнитной природы [3], обнаруженных ранее в других соединениях из семейства пниктидов железа, таких как  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  [4] и  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  [5], с помощью torque-магнетометрии и рамановской спектроскопии. На зависимости  $A_{\text{твн}}(T)$  помимо широкого максимума можно заметить слабый, но стабильно регистрируемый узкий пик при температуре около 130 К. Есть предположение, что его появление связано с наличием скрытого на низких частотах и проявляющего себя в X-диапазоне частот магнитного фазового перехода. Он представляет собой флуктуационные магнитоупорядоченные области, времена жизни которых сравнимы с частотой измерения МВП.

Таким образом, сравнительный анализ результатов измерения сопротивления и микроволнового поглощения позволил нам обнаружить скрытый на низких частотах фазовый переход и определить область температур, где заметно влияние магнитных флуктуаций на рассеяние носителей тока.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 21-72-20153.

### Литература

1. М. Р. Трунин // УФН. 1998. 168. 931.
2. L. Harnagea, S. Singh, G. Friemel, et al. // Phys. Rev. B. 83. 094523 (2011).
3. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Schmalian // Nature Physics. 10. 97 (2014).
4. S. Kasahara, H. J. Shi, K. Hashimoto, et al. // Nature. 486. 382 (2012).
5. F. Kretzschmar, T. Boehm, U. Karahasanovic, et al. // Nature Physics. 12. 560 (2016).

# Технология вывешенных сверхпроводниковых структур

М. А. Тархов<sup>1,2,\*</sup>, А. М. Мумляков<sup>1</sup>, М. В. Шибалов<sup>1</sup>, И. В. Трофимов<sup>1</sup>, Н. В. Порохов<sup>1,2</sup>,  
И. А. Филиппов<sup>1</sup>, Ю. В. Ануфриев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт микроэлектроники нанотехнологий РАН, ул. Нагатинская, 16а, Москва

<sup>2</sup>НИУ «Московский энергетический институт», ул. Красноказарменная, 14, стр. 1, Москва

\*tmafuz@mail.ru

В работе предложен технологический метод создания изолированных от подложки сверхпроводящих структур (вывешенных структур). Проведен комплексный анализ сверхпроводящих свойств таких структур.

## Введение

Эффекты, наблюдаемые в сверхпроводящих структурах, лежат в основе целого ряда криогенных микроэлектронных устройств различного функционального назначения. Эффекты Джозефсона и структуры, работающие на их основе, лежат в основе целого класса сверхпроводящих приборов, таких как логика-RSFQ и сверхпроводящих кубитов. На сегодняшний день технологии создания таких устройств хорошо развиты и находятся в состоянии промышленной интеграции. В работе авторов Yang et al. [1] представлена электротермическая модель релаксации SNSPD. Одним из каналов релаксации горячего пятна является канал охлаждения неравновесных фононов в подложку. Поэтому задача управления каналом охлаждения сверхпроводящей полоски через подложку является научно обоснованной и актуальной. Из модели горячего пятна очевидно, что управление каналом охлаждения через подложку приведет к эффективному увеличению диаметра горячего пятна и, как результат, к увеличению детектирующей способности. Также технология создания изолированных структур от подложки весьма перспективна для создания болометрических приемников ТГц-диапазона и детекторов на кинетической индуктивности.

В данной работе мы демонстрируем технологические возможности и пути создания вывешенных, т. е. изолированных от подложки, сверхпроводящих структур, которые могут использоваться в различных устройствах нового поколения. Предлагаемая технология позволяет контролируемым образом создавать тепловую связь сверхпроводящей структуры с подложкой, что дает дополнительную возможность управления конечного устройства. Например, сверхпроводниковый однофотонный детектор (SNSPD), созданный по такой технологии, обладает 100% внутренней эффективностью на размерах полоски чувствительного элемента (меандра) вплоть до 2 мкм. Так же стоит отметить, что возможность вывешенных структур позволяет использовать механическую степень свободы для управления сверхпроводящим состоянием, что делает предлагаемую технологию принципиально новой в криоэлектронной отрасли.

## Результаты

Была разработана технология создания вывешенных структур методами высокоселективного травления оксида кремния (подложки) химическим методом. В качестве демонстрационных структур использовались микромостики на основе сверхпроводящего нитрида ниобия. Они формировались методом лазерной литографии с последующим плазмохимическим травлением NbN в газовой смеси SF<sub>6</sub> и Ar. Соотно-

шение газов равно 15:25, соответственно. Мощность RF и ICP источников равна 40 и 470 Вт, соответственно при давлении в процессной камере 8 мТорр. Контактные площадки формировались из алюминия толщиной ~100 нм методом lift-off. Ширина и длина микромоستиков составляет 1 мкм и 50 мкм соответственно. Для структур с подложками характерный размер ширины полоски составлял 1,5 мкм. Для исследования качества формирования вывешенных структур был проведен анализ профиля травления исследуемых образцов. Методом FIB формировалось глубокое травление структуры с предварительным осаждением платины из металлоорганического прекурсора.

Для исследования влияния параметра травления (undercut parameter – uc) на электрофизические свойства были изготовлены микроструктуры двух типов, согласованные с потенциальными и токовыми контактами. Контактные площадки были изготовлены из алюминия. Исследования электрофизических параметров осуществлялись в криостате замкнутого цикла на основе холодного пальца производства Sumitomo Heavy Industries RDK-101D. Криостат позволял проводить исследования в широком температурном диапазоне от 300 К до 2,3 К. В качестве источника тока/напряжения использовался программируемый маломощный прецизионный источник-измеритель Keithley 2460. Все измерения проводились 4-точечным методом.

Было показано, что такого рода структуры обладают большим тепловым гистерезисом в процессе охлаждения-нагрева, что хорошо объясняется динамикой теплового домена, возникающего под действием транспортногo тока и выделения тепловой мощности в резистивном состоянии структур. Так же исследовалось влияние химического процесса вывешивания на сверхпроводящие свойства. Было показано, что плотность критического тока падает на 15–20% от исходного значения (до вывешивания).

## Выводы

Мы разработали технологию создания вывешенных сверхпроводящих структур, основанную на высокоселективном химическом методе травления оксид-кремниевой подложки. Были исследованы сверхпроводящие свойства вывешенных структур и показана низкая деградация свойств после процесса вывешивания.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект № 12204080157-8.

## Литература

1. Yang et. al. Modeling the Electrical and Thermal Response of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors Modeling the Electrical and Thermal Response of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2007. V. 17, no. 2. P. 581–585.

# Состояния с нулевой энергией в конечной цепочке Китаева

Т. С. Тинюкова<sup>1,\*</sup>, Ю. П. Чубурин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Удмуртский государственный университет, ул. Университетская, 1, Ижевск, 426034

<sup>2</sup>УдмФИЦ УрО РАН, ул. Т. Барамзиной, 34, Ижевск, 426067

\*tinyukova@mail.ru

Рассмотрена конечная цепочка Китаева, моделирующая  $r$ -волновую сверхпроводимость, в предположении, что  $\Delta \approx t$ ,  $\mu = 0$ , где  $\Delta$ ,  $t$ ,  $\mu$  – спаривающий потенциал, амплитуда перехода на соседний узел и химический потенциал соответственно (это отвечает нетривиальной топологической фазе). С помощью аналитически найденной нами функции Грина гамильтониана Китаева для бесконечной цепочки доказано, что майорановские состояния существуют лишь в случае  $\Delta > t$  и нечетном числе узлов цепочки. Найдены аналитические формулы соответствующих волновых функций.

## Введение

Гамильтониан Китаева, соответствующий бесспиновой одномерной сверхпроводящей структуре, имеет вид [1]

$$H = \sum_n \left( -t(c_n^\dagger c_{n+1} + c_{n+1}^\dagger c_n) + \Delta(c_n c_{n+1} + c_{n+1}^\dagger c_n^\dagger) - \mu c_n^\dagger c_n \right),$$

где  $c_n^\dagger$  и  $c_n$  – операторы рождения и уничтожения фермиона,  $t$  – амплитуда перехода на соседние узлы,  $\Delta$  – параметр сверхпроводимости и  $\mu$  – химический потенциал. Рассматривается конечная цепочка с узлами  $n = 0, 1, 2, \dots, N$ . Без ограничения общности предполагаем, что  $t, \Delta > 0$  [2]. Майорановские состояния (МС) – квазичастицы электрон-дырка с нулевой энергией, находящиеся на границе топологического сверхпроводника и обладающие неабелевой квантовой статистикой [1, 3]. МС могут найти применение в квантовой информатике [1, 3]. А. Китаевым в [1] найдены МС на концах конечной цепочки в случае  $\mu = 0, t = \Delta$ , который соответствует нетривиальной топологической фазе [1, 3]. Но интерес также представляет исследование модели, когда равенство  $t = \Delta$  становится приближенным [3]. Нами найдена функция Грина для бесконечной модели Китаева, с помощью которой аналитически описаны условия существования МС и их волновые функции для конечной цепочки при  $t \approx \Delta$ . Гамильтониан для конечной цепочки получен из гамильтониана для бесконечной цепочки с помощью потенциала, разрушающего связи между двумя парами узлов. Также показано, что соответствие объем-граница для цепочки Китаева может нарушаться.

## Результаты

Гамильтониан Китаева действует на волновые функции по формуле

$$H_0 \Psi(n) = \left( -t(\psi_1(n+1) + \psi_1(n-1)) + \Delta(\psi_2(n+1) - \psi_2(n-1)) - \mu \psi_1(n) \right) \Psi(n) + \left( t(\psi_2(n+1) + \psi_2(n-1)) - \Delta(\psi_1(n+1) - \psi_1(n-1)) + \mu \psi_2(n) \right) \Psi(n),$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Здесь  $\Psi(n) = (\Psi_1(n), \Psi_2(n))^T$  ( $T$  означает транспонирование) – волновая функция квазичастицы с электронной  $\psi_1(n)$  и дырочной  $\psi_2(n)$  компонентами. Волновые функции МС должны удовлетворять условию сопряжения

$$\Psi_1^*(n) = \Psi_2(n).$$

Рассмотрим возмущенный гамильтониан  $H = H_0 + V$  с потенциалом  $V$ , определенным равенством

$$(V\Psi)(n) = \begin{pmatrix} \delta_{n,0}(t\psi_1(-1) + \Delta\psi_2(-1)) + \delta_{n,-1}(t\psi_1(0) - \Delta\psi_2(0)) \\ -\delta_{n,0}(t\psi_2(-1) + \Delta\psi_1(-1)) - \delta_{n,-1}(t\psi_2(0) - \Delta\psi_1(0)) \end{pmatrix} \Psi(n),$$

$$+ \begin{pmatrix} \delta_{n,N+1}(t\psi_1(N) + \Delta\psi_2(-1)) + \delta_{n,N}(t\psi_1(N+1) - \Delta\psi_2(N+1)) \\ -\delta_{n,N+1}(t\psi_2(N) + \Delta\psi_1(N)) - \delta_{n,N}(t\psi_2(N+1) - \Delta\psi_1(N+1)) \end{pmatrix} \Psi(n),$$

где  $\delta_{n,m}$  – символ Кронекера. Этот потенциал уничтожает связи между узлами с номерами  $n = -1$  и  $n = 0$ , а также с номерами  $n = N$  и  $n = N + 1$ . В результате гамильтониан  $H$  разбивает бесконечную цепочку на конечную с узлами  $n = 0, 1, \dots, N$  и две полубесконечные  $n < 0$  и  $n > N$ .

Уравнение  $(H_0 + V)\Psi = E\Psi$  перепишем в виде  $\Psi = -(H_0 - E)^{-1}V\Psi$ .

Рассмотрим случай  $E = \mu = 0$  и  $\varepsilon = \Delta - t$  мало. Если  $2t - \mu > 0$  (в принятых предположениях это выполнено автоматически), то реализована нетривиальная топологическая фаза. Последнее уравнение решаем аналитически, используя функцию Грина  $G_0(n - n', E)$  гамильтониана  $H_0$  (см. [4]).

Для положительных  $\varepsilon$  и нечетного числа узлов цепочки  $N + 1$  найдены волновые функции, удовлетворяющие условию сопряжения, а значит, определяющие МС, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_1(n) &= (1 + (-1)^n) e^{\theta(N-n)} (1, -1)^T, \\ \Psi_2(n) &= (1 + (-1)^n) e^{-\theta(N-n)} (1, 1)^T, \\ \Psi_3(n) &= (1 + (-1)^n) e^{-\theta(N-n)} (1, -1)^T, \\ \Psi_4(n) &= (1 + (-1)^n) e^{\theta(N-n)} (1, 1)^T, \end{aligned}$$

где  $\theta = \frac{1}{2} \ln \frac{2\Delta}{\varepsilon}$ . Все МС локализованы на концах цепочки при  $\varepsilon \rightarrow 0$ . В случае отрицательных значений  $\varepsilon$  или четном числе узлов цепочки ненулевых решений уравнения, а значит, и МС, нет.

**Выводы.** Мы рассмотрели цепочку Китаева с параметрами  $\mu = 0$  и  $t + \varepsilon = \Delta$ , где  $\varepsilon$  мало. Аналитически найдены волновые функции МС, локализованные на концах конечной цепочки. МС только в случае нечетного числа узлов цепочки и  $\Delta > t$ .

**Финансирование.** Работа Т. С. Тинюковой выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект FEWS-2024-0009. Работа Ю. П. Чубурина поддержана УрО РАН, программа финансирования АААА-А16-116021010082-8.

## Литература

1. A. Yu. Kitaev. Unpaired majorana fermions in quantum wires // Phys.-Usp. 2001. 44. P. 131–136.
2. H. Katsura, D. Schricht, M. Takahashi. Exact ground states and topological order in interacting Kitaev // Phys. Rev. B. 2015. 92. 115137.
3. J. Alicea. New directions in the pursuit of majorana in solid state systems // Rep. Progr. Phys. 2012. 75. 36 pp.
4. T. S. Tinyukova, Yu. P. Chuburin. Majorana states near an impurity in the Kitaev infinite and semi-infinite model // Theor. Math. Phys. 2019. 200 (1). P. 1043–1052.

# Исследование характеристик пикселей гетеродинной матрицы 4x4 NbN НЕВ-смесителей терагерцового диапазона

И. В. Третьяков<sup>1,2,\*</sup>, Н. С. Каурова<sup>1</sup>, И. В. Ивашенцева<sup>1,2</sup>, Б. М. Воронов<sup>1</sup>, Г. Н. Гольцман<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет, Москва, 119435

<sup>2</sup>Астрокосмический центр Физического института РАН, Москва, 117997

<sup>3</sup>Высшая школа экономики, Москва, 101000

\*ivantritykov@mail.ru

Работа посвящена экспериментальному исследованию влияния распределения неоднородности тонкой (5–10 нм) сверхпроводящей пленки NbN на свойства отдельных пикселей матрицы НЕВ-смесителей, изготовленной на ее основе. Исследования проводились при разных температурах Si-подложки, при  $T$  вблизи  $T_c$  и  $T$  много ниже  $T_c$ , это позволяло выделять отдельные интерфейсы в смесителе за счет разной  $T_c$  элементов смесителя. Однородность используемой NbN-пленки и параметров изготовленных смесителей матрицы достигалась как путем подготовки поверхности Si-подложки, так и путем использования осажденного *in situ* с пленкой NbN слоя Au – контакта с планарной ТГц-антенной. Изготовленные НЕВ-смесители имели практически идентичные  $R(T)$  характеристики с разбросом  $T_c$  и нормального сопротивления  $R_{300}$  не более 0,15 К и 2 Ом соответственно. Шумовая температура на частоте гетеродина 2,52 ТГц не превышала 800 К с разбросом 50 К. Шумовая полоса смесителей при  $T = 4,5$  К составляла 7 ГГц. В работе явно продемонстрировано влияние неравновесных процессов, протекающих в пленке NbN вблизи Au нормальных контактов на характеристики создаваемых смесителей. Разработанная технология изготовления позволяет создать многопиксельные гетеродинные матрицы из NbN НЕВ-смесителей с высокой однородностью параметров пикселей, составляющих матрицу.

## Введение

Разупорядоченная тонкая сверхпроводниковая пленка NbN нашла применение в качестве чувствительного элемента в болометрических детекторах терагерцового и инфракрасного диапазонов, таких как Hot-electron bolometers НЕВ [1], однофотонных детекторах SSPD [2]. Современные инструменты наблюдательной астрономии Миллиметрон [3] и GUSTO [4] предполагают использование матричных гетеродинных детекторов в терагерцовом диапазоне. Каждый пиксель матрицы НЕВ сейчас рассматривается как отдельный детектор, требующий индивидуальной настройки по напряжению смещения и мощности гетеродина. При размерах матрицы в десяток пикселей такой подход по настройке матрицы практически не применим. Решением проблемы может стать использование унифицированных, не требующих индивидуальной настройки НЕВ-пикселей. Современные НЕВ как гетеродинные детекторы практически достигли своего предела по чувствительности [5, 6], однако задача по изготовлению относительно большого количества близких по параметрам НЕВ остается не решенной.

## Результаты и обсуждение

В рамках данной работы мы рассматриваем технологию изготовления NbN НЕВ на Si-подложке, позволяющую изготавливать детекторы с очень близкими  $R(T)$  характеристиками и минимальным разбросом нормальных сопротивлений  $R_{300}$  для идентичных по геометрии детекторов, в пределах одной партии. Ключевыми аспектами технологии, в сравнении с ранее представленными [5] и [6], кроме оптимизации процесса осаждения пленки NbN, стали процесс подготовки поверхности Si высокоомной подложки, а также использование осажденного *in situ* с пленкой NbN слоя Au – контакта с планарной ТГц-антенной.

На рис. 1 представлены калорированное SEM фото и схематическое изображение сечения изготовленного НЕВ-смесителя. НЕВ-смеситель состоит из сверхпроводниковой пленки NbN, включенной в Ti/Au порты планарной антенны на диэлектрической подложке Si. В конструкции детектора можно выделить открытую часть NbN-пленки между рукавами антенны – NbN-мостик с заданными шириной  $W$  и длиной  $L$  и многослойную структуру порта антенны NbN/Au. Пленка NbN под Au обладает более низкой критической температурой  $T_{c2}$  чем NbN-мостик  $T_{c1}$ .

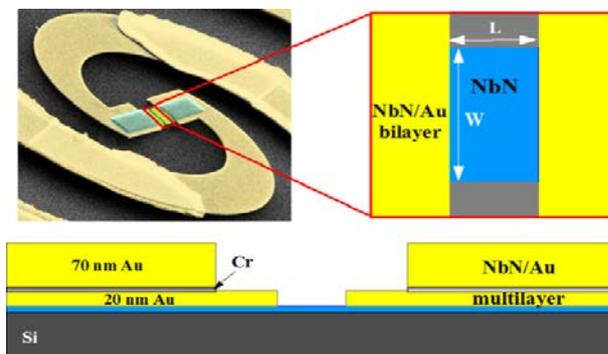
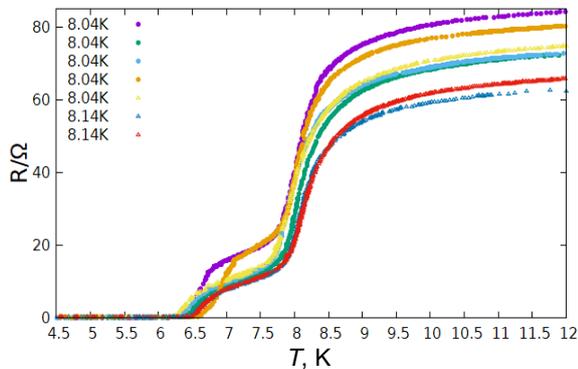


Рис. 1. Внешний вид NbN НЕВ-смесителя, встроенного в планарную спиральную антенну. Схема слоев, составляющих внутреннюю часть смесителя, интерфейсы пленки NbN и Au планарной антенны

Применение чистки поверхности Si-подложки позволило нам изготовить образцы с разбросом  $T_{c1}$  не более 0,15 К. Для сравнения технология *in-situ* без специальной подготовки подложки, представленная в работе [7], дает разброс  $T_{c1}$  порядка 1 К. На рис. 2 показано семейство  $R(T)$ -характеристик, изготовленных по оптимизированному маршруту НЕВ-смесителей. Полученная близость  $T_{c1}$  для изготовленного набора NbN НЕВ говорит о возможности их работы, как единый прямой детектор при одной общей физи-

ческой температуре, либо как гетеродинальный детектор при одинаковой мощности гетеродина на входе каждого пикселя.

В ранних работах пленка NbN под металлом Au портов антенны подвергалась чистке в Ag и O<sub>2</sub> плазме [5]. Этот процесс позволил минимизировать контактное сопротивление между NbN и Au, а также свести разброс нормальных сопротивлений детекторов с заданным  $L/W$  к минимальной величине не более 2 Ом. В данной работе вместо чистки контактов мы используем осажденное *in situ* с пленкой NbN слой Au толщиной 20 нм – контакт с планарной ТГц-антенной. Качество электрического контакта между NbN и Au объясняет появление второго перехода на  $R(T)$  за счет проявления эффекта близости. Сопротивление НЕВ при  $T_{c1} < T < T_{c2}$  встроено в сверхпроводящий NbN-мостик и обусловлено процессом конверсии тока нормальных электронов на длине порядка  $\xi$  в ток куперовских пар, его величина определяется  $W$ ,  $\xi$  и поверхностным сопротивлением пленки NbN немногим выше  $T_{c1}$  [7]. Величина  $T_{c2}$  НЕВ-смесителя косвенно говорит о толщине осажденной пленки NbN.

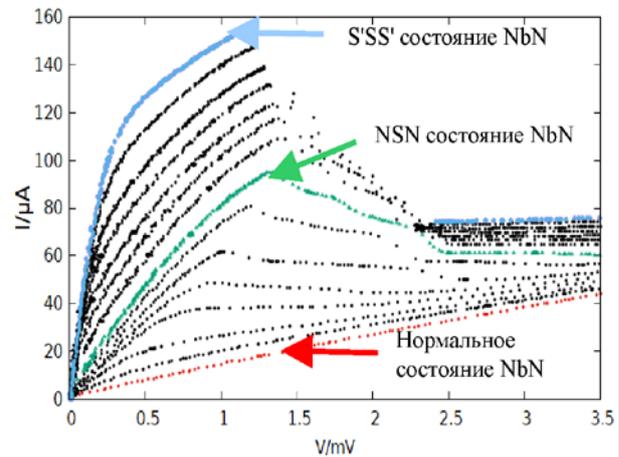


**Рис. 2.**  $R(T)$  характеристики НЕВ-смесителей, изготовленные в технологии *in-situ* с Au на подготовленной Si-подложке. Сверхпроводниковый переход в районе 8 К принадлежит пленке NbN в центре мостика между интерфейсами. Второй переход принадлежит NbN-пленке под *in-situ* Au антенны. Сопротивление после первого перехода говорит о наличии двух областей подавленной сверхпроводимости в NbN-мостике вблизи нормального металла (*in-situ* Au) антенны, длина этих областей составляет порядка длины когерентности при заданной  $T$

Процесс конверсии носителей заряда, кроме возникновения дополнительного сопротивления, приводит к координатной зависимости параметра порядка при  $T$  вблизи  $T_{c1}$  [8], что может приводит к размытию сверхпроводникового перехода NbN-мостика, увеличению  $\Delta T_{c1}$ , и в результате уменьшает  $dR/dT$  детектора. Так, для НЕВ, изготовленных без чистки NbN под металлом Ti/Au портов антенны, второй переход отсутствовал и  $\Delta T_c$  была 0,2–0,3 К в сравнении с  $\Delta T_{c1}$  1,5–2 К для образцов, изготовленных с чисткой и в технологии *in-situ*.

На рис. 3 приведено семейство ВАХ детектора 2026\_2#9 для набора температур подложки от 5 К до  $T > T_{c1}$  детектора. Рисунок 3 также можно интерпретировать как процесс эволюции ВАХ НЕВ при переходе из S'SS' состояния [8], когда NbN-мостик и

NbN/Au-слой антенны находятся в сверхпроводящем состоянии в NSN [8] – состоянии, в котором NbN-мостик сверхпроводит, а NbN/Au-слой антенны находится в нормальном состоянии. Результаты исследования изготовленных NbN НЕВ-смесителей при температуре 4,5 К в состоянии S'SS' демонстрируют шумовую температуру на частоте гетеродина 2,52 ТГц. Она не превышала 800 К с разбросом 50 К, при этом шумовая полоса смесителей составляла 7 ГГц.



**Рис. 3.** Эволюции ВАХ NbN НЕВ-смесителя при переходе из S'SS'-состояния, когда NbN bridge и NbN/Au multilayer находятся в сверхпроводящем состоянии в NSN

## Заключение

Работа демонстрирует технологию изготовления NbN НЕВ на Si-подложке, позволяющую изготавливать смесители с практически идентичными  $R(T)$ -характеристиками. Шумовая температура на частоте гетеродина 2,52 ТГц не превышала 800 К с разбросом 50 К. Шумовая полоса смесителей при  $T = 4,5$  К составляла 7 ГГц.

**Финансирование.** Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-12-00187.

## Литература

1. E. M. Gershenzon, G. N. Goltsman, I. G. Gogidze, Y. P. Gusev, A. I. Elantiev, B. S. Karasik, and A. D. Semenov. Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconducting films in the resistive state // *Superconductivity*. Vol. 3, No. 10. P. 1582–1597 (1990).
2. A. Semenov, G. N. Gol'tsman, R. Sobolewski. Hot-Electron Effect in Superconductors and Its Applications for Radiation Sensors // *LLE Review*. V. 87. P. 134–152 (2002).
3. www.sofia.usra.edu.
4. www.sron.nl/missions-astrophysics/gusto.
5. J. J. A. Baselmans, M. Hajenius, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, P. A. J. de Korte, B. Voronov, and G. Gol'tsman. Doubling of sensitivity and bandwidth in phonon cooled hot electron bolometer mixers // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 84. P. 1958–1960 (2004).
6. I. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel, A. Maslennikova, N. Kaurova, A. Lobastova, B. Voronov, and G. Goltsman. Low noise and wide bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 98. P. 033507 (2011).
7. M. Shcherbatenko, I. Tretyakov, Y. Lobanov, S. N. Maslennikov, N. Kaurova, M. Finkel, B. Voronov, G. Goltsman, and T. M. Klapwijk. Nonequilibrium interpretation of DC properties of NbN superconducting hot electron bolometers // *Appl. Phys. Lett.* Vol. 109. P. 132602 (2016).
8. N. Vercruyssen, T. G. A. Verhagen, M. G. Flokstra, J. P. Pekola, and T. M. Klapwijk // *Phys. Rev.* B85. 224503 (2012).

# Моделирование системы полужестких бозонов методом Монте-Карло в каноническом ансамбле

В. А. Улитко\*, Ю. Д. Панов

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*vasiliy.ulitko@urfu.ru

В работе рассмотрена модель заряженных полужестких бозонов на квадратной решетке с числом заполнения на узле  $n = 0, 1, 2$ . С помощью квантового алгоритма Монте-Карло было проведено численное моделирование данной системы в каноническом ансамбле и были уточнены полученные ранее температурные фазовые диаграммы. Показано, что учет квантовых флуктуаций приводит к перенормировке параметра локальных зарядовых корреляций и увеличению области сверхтекучей фазы.

## Введение

Бозонные системы с конкурирующими взаимодействиями имеют богатую фазовую диаграмму и активно изучаются последние несколько десятилетий [1, 2]. Наибольший интерес вызывают низкоразмерные системы в виду обнаружения в них таких бозонных фаз, как сверхтекучесть, бозе-эйнштейновская конденсация, моттовский изолятор, оптическая решетка с ультрахолодными атомами. В настоящей работе рассматривается модель заряженных «полужестких» бозонов на квадратной решетке с возможным числом заполнения на узле  $n = 0, 1, 2$ . Гамильтониан системы может быть записан с использованием оператора псевдоспина  $S = 1$  в следующем виде [4]:

$$\hat{H} = \sum_i \Delta \hat{S}_{iz}^2 + \sum_{\langle ij \rangle} V \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz} - \sum_{\langle ij \rangle} t (\hat{S}_{i+}^2 \hat{S}_{j-}^2 + \hat{S}_{i-}^2 \hat{S}_{j+}^2),$$

где  $z$ -компонента оператора псевдоспина связана с числом бозонов на узле соотношением:  $\hat{n}_j = \hat{S}_{jz} + 1$ . Гамильтониан включает в себя локальные ( $\Delta$ ) и межузельные ( $V$ ) зарядовые корреляции, а также переносы ( $t$ ) пар бозонов между соседними узлами. Моделирование проводится в каноническом ансамбле, чтобы обеспечить условия постоянства полного числа бозонов  $N$ :

$$\sum_i S_{iz} = x N, \quad (1)$$

где  $S_{iz} = \pm 1, 0$  – собственные числа оператора  $\hat{S}_{jz}$ , а  $x = n - 1$  – отклонение концентрации бозонов от половинного заполнения. Данная модель исследовалась нами ранее [3] в рамках приближения среднего поля. Были получены температурные фазовые диаграммы и исследована их эволюция в зависимости от параметра  $\Delta$ . В этой работе мы ограничиваемся случаем «слабого» переноса бозонов:  $2V > t$ . Тогда в зависимости от соотношения между параметрами гамильтониана могут реализоваться следующие фазовые состояния: зарядовое упорядочение (CO), сверхтекучая фаза (SF), а также либо однородная (SS), либо неоднородная (PS) смесь этих фаз. Задачей настоящей работы является уточнение полученных ранее данных при помощи моделирования квантовым алгоритмом Монте-Карло.

## Квантовый метод Монте-Карло в каноническом ансамбле

В этой работе мы используем алгоритм Stochastic Green Functions (SGF), описанный в работе [5]. Выбор

данного алгоритма связан с возможностью исследования моделей в каноническом ансамбле, в то время как большинство квантовых алгоритмов Монте-Карло работают в большом каноническом ансамбле. Реализованная нами модификация алгоритма позволяет рассчитывать термодинамические свойства системы полужестких бозонов и точно учитывать условие (1) на каждом шаге Монте-Карло.

Общая идея метода SGF сводится к введению «расширенных» квантовых состояний через мнимое время  $\tau$ , при этом статистическая сумма  $Z(\beta)$  заменяется обобщенной статистической суммой

$$Z(\beta, \tau) = \text{Tr} e^{-(\beta-\tau)\hat{H}} \hat{G} e^{-\tau\hat{H}},$$

где  $\hat{G}$  – оператор функции Грина, содержащий операторы переноса бозонов, действующие в расширенном пространстве. На каждом шаге алгоритма последовательно происходит случайное изменение оператора  $G$ , а затем процедура его диагонализации (рис. 1). После диагонализации обобщенная статистическая сумма вырождается:  $Z(\beta, \tau) = Z(\beta)$ , что позволяет собирать всю необходимую статистику.

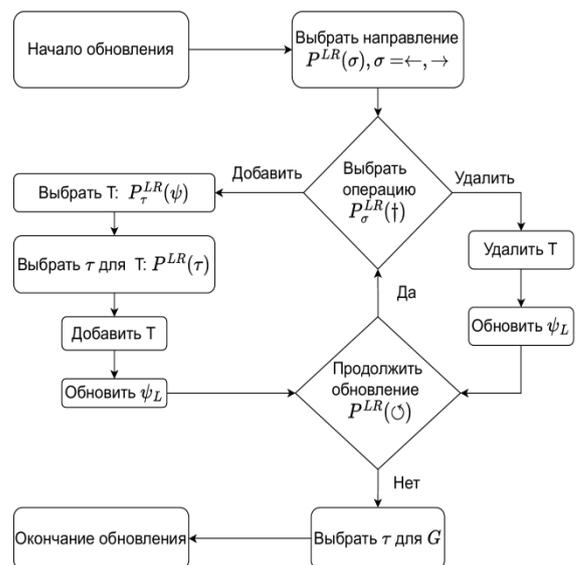
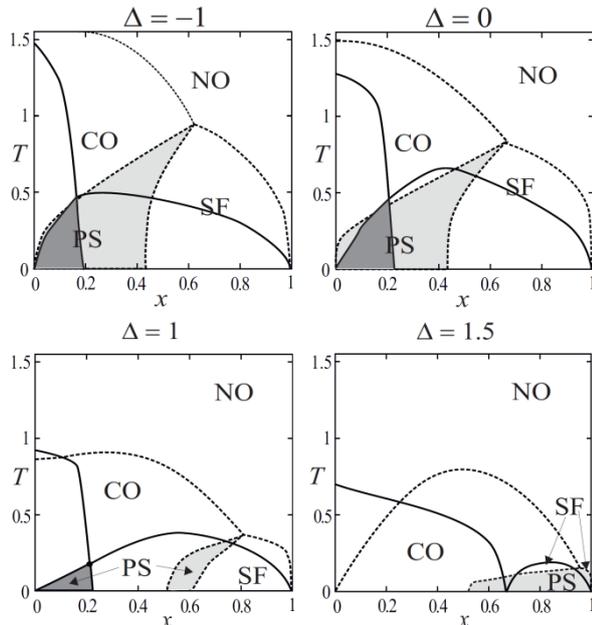


Рис. 1. Схема элементарного шага алгоритма SGF

## Результаты

С помощью численного моделирования квантовым SGF нами были уточнены полученные ранее [3] температурные фазовые диаграммы модели и исследовано влияние локальных корреляций заряда (рис. 2).

Ввиду симметрии фазовых диаграмм системы относительно точки  $x = 0$  расчеты проводились для положительных значений  $x$ . Во всех симуляциях мы брали значения параметров  $V/t = 0,75$ , все температуры приводятся в единицах интеграла переноса  $t$ . Соответствующие результаты приведены на рисунке. Сравнение с результатами метода среднего поля (MFA) показало, что локальные корреляции заряда приводят к возрастанию роли квантовых флуктуаций при формировании фазовых состояний.



**Рис. 2.** Температурные фазовые диаграммы для  $V/t = 0,75$ . Темная (светлая) закрашенная область соответствует PS-фазе, полученной методом SGF(MFA). Сплошной и пунктирной линиями обозначены критические температуры, полученные методами SGF и MFA соответственно

В частности, при соотношении параметров  $\Delta/t > 0$  область SF оказывается существенно большей, чем было предсказано MFA. При этом положение

трикритической точки в SGF всегда находится при меньших значениях  $x$ . В методе SGF качественно наблюдаются те же эффекты, что и в MFA, но при больших значениях  $\Delta$ . Таким образом, основным эффектом является перенормировка параметра локальных корреляций.

## Выводы

С помощью разработанной модификации квантового алгоритма SGF нами было проведено численное моделирование модели полужестких бозонов в каноническом ансамбле. Были получены  $T$ -фазовые диаграммы модели для различных значений параметра локальных корреляций  $\Delta$ . Общей тенденцией является подавление фаз CO и SF при увеличении  $\Delta$ . Сравнение этих результатов с данными MFA показало, что переход к квантовому алгоритму проявляется в перенормировке параметра  $\Delta$ . При этом в методе SGF качественно наблюдаются те же эффекты, что и в MFA, но при больших значениях  $\Delta$ . Также в методе SGF доля SF-фазы на диаграмме оказывается выше, чем в MFA. Мы объясняем это тем, что учет квантовых флуктуаций понижает кинетическую энергию системы, что делает фазу SF более выгодной.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Минобрнауки Российской Федерации.

## Литература

1. A. J. R. Heng, W. Guo, A. W. Sandvik, and P. Sengupta // *Phys. Rev. B*. 2019. V. 100. P. 104433.
2. O. Dutta, et al. // *Rep. Prog. Phys.* 2015. V. 78. P. 066001.
3. V. V. Konev, Yu. D. Panov // *Physics of the Solid State* 2021.V. 63. P. 1426–1431.
4. A. S. Moskvina // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2015. V. 121. P. 477–490.
5. V. G. Rousseau // *Phys. Rev. E*. 2008. V. 78. P. 056707.

# Вихревая динамика в гибридных полосках MoN/Cu с разрезом

С. С. Уставщиков<sup>1,3,\*</sup>, М. Ю. Левичев<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>1</sup>, А. А. Мазанин<sup>2</sup>, Д. Ю. Водолазов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела РАН им. Ю. А. Осипьяна, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

<sup>3</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\*sergey@ipmras.ru

В работе экспериментально исследуются вольт-амперные характеристики (ВАХ) полосок на основе планарных сверхпроводящих гибридных структур MoN/Cu с боковым разрезом при температуре жидкого гелия. В резистивном состоянии напротив вершины разреза формируется одиночная последовательность вихрей вследствие локального повышения плотности тока. Увеличение числа вихрей в последовательности на единицу приводит к появлению «кинков» на вольт-амперной характеристике. Идентификация таких кинков на экспериментальных ВАХ позволяет определить точное число вихрей в последовательности для соответствующих значений напряжения и тока и сделать для них оценку средней скорости из соотношения Джозефсона. В исследованных структурах число экспериментально наблюдаемых кинков (до десяти) превышает значение, известное из литературы (пять-шесть) для структур той же геометрии, что, по-видимому, связано с высокой скоростью отвода тепла через нормальный металл. При микроволновом облучении на резистивном участке ВАХ наблюдаются ступеньки, аналогичные ступенькам Шапиро в джозефсоновских контактах, связанные с синхронизацией движения вихрей. Для напряжения ступенек выполняется соотношение Джозефсона, однако зависимость ширины ступенек от частоты и мощности не описывается RCSJ-моделью.

## Введение

В сверхпроводящих тонкопленочных системах исследование динамики вихрей чрезвычайно важно для фундаментального понимания коллективного поведения взаимодействующих вихрей, а также создания условий, обеспечивающих высокую скорость движения вихрей, которая необходима в некоторых приложениях: однофотонных детекторах, генерации акустического черенковского излучения и спин-поляризованных волн, открывающих новые возможности для современной спинтроники.

Одним из способов определения скорости вихрей в сверхпроводящих полосках с уединенным дефектом (например, искусственно изготовленным боковым разрезом) является анализ особенностей «кинков» на резистивном участке ВАХ. Благодаря сужению и эффекту сгущения линий тока точка входа вихрей локализуется вблизи вершины разреза. Вход вихрей образует периодическую во времени последовательность, поскольку вошедший вихрь создает барьер для входа следующего вихря (для заданного уровня тока). С ростом тока барьер снижается, что увеличивает число вихрей в последовательности. Увеличение числа вихрей в последовательности на единицу сопровождается кинками на ВАХ, которые особенно хорошо различимы на зависимости дифференциального сопротивления от тока. Зная точное число вихрей в последовательности, легко определить среднюю скорость вихрей, используя длину участка напротив разреза и частоту входа вихрей из соотношения Джозефсона.

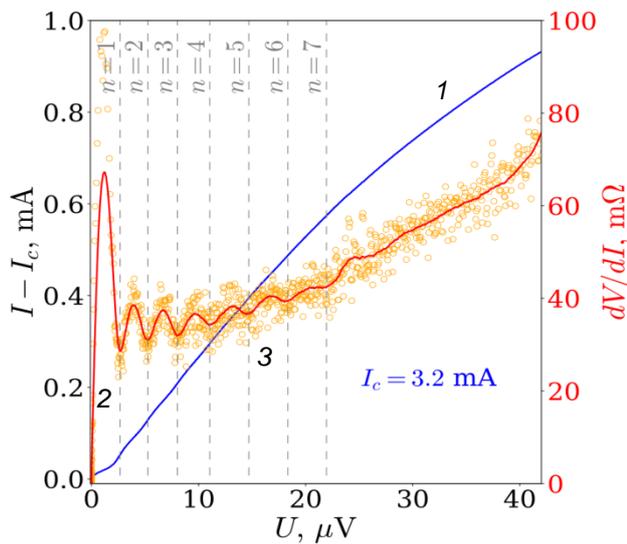
В настоящей работе были исследованы ВАХ образцов сверхпроводящих гибридных полосок MoN/Cu, изготовленных фотолитографическим способом из тонких гибридных пленок, полученных методом магнетронного напыления на кремниевой подложке. Сначала производилось напыление слоя сверхпроводящего нитрида молибдена толщиной 40 нм, затем, без извлечения на воздух, слоя металлической меди толщиной 40 нм, затем защитного слоя кремния толщиной 5 нм. Для создания узкого разреза шириной 60 нм перпендикулярно одной из сторон

полоски использован сфокусированный пучок ионов галлия. Фактическая ширина полосок по данным электронной микроскопии варьировалась от 2,5 до 3,5 мкм. Были изготовлены образцы с тремя длинами разреза: 0,5 мкм, 1 мкм и 2 мкм. Измерения ВАХ осуществлялись четырехконтактным методом в режиме заданного тока, в транспортном сосуде Дьюара при полном погружении образца в жидкий гелий. Параллельно с мостиком включено шунтирующее сопротивление 1,2 Ома для предотвращения срыва в нормальное состояние. Микроволновое облучение мостиков осуществлялось штыревой антенной в диапазоне частот от 20 МГц до 20 ГГц.

## Результаты

На рис. 1 представлена характерная ВАХ, как функция напряжения, для образца шириной 3,7 мкм и длиной разреза 0,94 мкм. На дифференциальном сопротивлении отчетливо различимы семь минимумов соответствующих последовательному входу семи вихрей в цепочку. Интересно, что при напряжении больше  $U_7 = 22$  мкВ наблюдается следующая серия минимумов (наиболее отчетливый  $U = 26$  мкВ), по-видимому, соответствующая формированию второй цепочки вихрей, независимой от первой. Подтверждением этого факта служит диаграмма зависимости наклона ступенек Шапиро от частоты (рис. 2). При частоте  $f > 11-13$  ГГц тангенс угла наклона ступенек существенно отличен от нуля, что эквивалентно последовательному включению некоторого сопротивления. Детальное исследование структуры ступенек показывает наличие эффекта вторичной синхронизации – как если бы ВАХ складывалась из ВАХ двух последовательных цепочек вихрей.

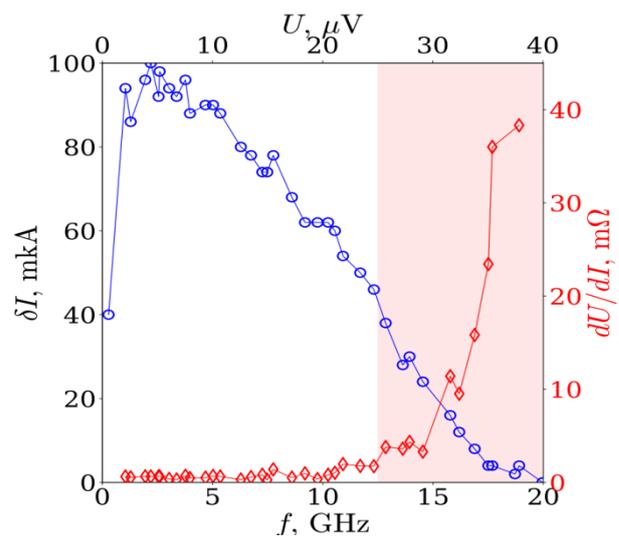
Оценка средней скорости линейно меняется от  $v_2 \sim 3,5$  до  $v_7 \sim 4,2$  км/с (за исключением первого кинка, соответствующего скорости  $v_1 \sim 3,55$  км/с, что ранее наблюдалось для полосок из нитрида молибдена). Такое поведение соответствует результатам численного счета в рамках нестационарной теории Гинзбурга – Ландау.



**Рис. 1.** ВАХ образца с длиной разреза 1 мкм (1) и ее производная  $dV/dI$  с усреднением 20 мкА (2) и 3 мкА (3)

### Заключение

На резистивном участке ВАХ гибридных сверхпроводящих полосок MoN/Cu с боковым разрезом наблюдаются кинки, отвечающие увеличению числа вихрей в цепочке. Число наблюдаемых кинков превышает максимальное число кинков, известное из литературы для той же геометрии эксперимента. Информация о числе вихрей позволяет оценить среднюю скорость вихря. При микроволновом облучении полосок на ВАХ наблюдается эффект синхронизации,



**Рис. 2.** Частотная зависимость ширины ступенек Шапиро (кружки) и угла наклона ступенек (ромбы). Разность критических токов с облучением и без:  $I_c - I_{c0} = 0,2$  мА

выраженный в виде ступенек типа Шапиро. Анализ наклона ступенек позволяет установить факт последовательного включения некоторого сопротивления и сделать предположение о его природе, как образование второй цепочки вихрей независимо от первой.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания ИФМ РАН FFUF-2021-0020.

# Сверхпроводящие фазы и особенности ток-фазового соотношения в джозефсоновских контактах

А. С. Осин<sup>1,2</sup>, Я. В. Фоминов<sup>1,3,4,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская обл.

<sup>2</sup>Racah Institute of Physics, Hebrew University of Jerusalem, Israel

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.

<sup>4</sup>Лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ «Высшая школа экономики», Москва

\*fominov@itp.ac.ru

В работе рассмотрено отклонение ток-фазовых соотношений в джозефсоновских контактах типа SIS и SINIS от синусоидальной формы (т. е. возникновение высших джозефсоновских гармоник). Обсуждается различие между фазой сверхпроводящего параметра порядка и фазами аномальных функций Грина. Рассматривается деление полной разности фаз в SINIS-контакте на скачки фазы на туннельных границах и набег фазы в N-слое.

Рассмотрены джозефсоновские контакты SIS- и SINIS-типов, где S – сверхпроводник, N – нормальный металл, I – туннельная граница (диэлектрик). Изучены отклонения ток-фазовой зависимости от синусоидального закона, т. е. возникновение высших джозефсоновских гармоник (с номером больше 1).

В SIS-контактах с диффузными сверхпроводниками вторая джозефсоновская гармоника возникает во втором порядке по прозрачности [1]. Вторая гармоника вычислена при произвольных температурах в рамках техники, учитывающей имеющиеся с общим случае различие между фазой сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta$  и фазой аномальной функции Грина  $F$  (в последнем случае фаза, вообще говоря, является функцией мацубаровской частоты).

В SINIS-контактах при низких температурах оказывается, что даже в главном порядке по прозрачности туннельных границ ток-фазовое соотношение содержит все высшие гармоники. Естественное предположение о слабости эффекта близости в N-слое в такой ситуации оказывается верным только для не слишком низких мацубаровских частот. В то же

время вклад от низких частот приводит к нетривиальной неаналитической зависимости тока от разности фаз [2].

В SINIS-контакте полная разность фаз между S-берегами делится на скачки фазы на туннельных границах и набег фазы в N-слое. Оказывается, что скачки фазы на границах зависят от полной разности фаз нетривиальным образом и не определяют однозначно токового состояния контакта в целом. Это обобщает результаты, полученные ранее в рамках уравнений Гинзбурга – Ландау [3], на случай произвольных температур.

Второй порядок по прозрачности в SINIS-контакте дает дополнительный вклад во вторую гармонику.

## Литература

1. A. S. Osin, Ya. V. Fominov // Phys. Rev. B. **104**, 064514 (2021).
2. A. Levchenko, A. Kamenev, L. Glazman // Phys. Rev. B. **74**, 212509 (2006).
3. Yu. S. Barash // Annals of Physics. **447**, 169076 (2022).

# Исследование сверхпроводникового генератора субТГц-диапазона на основе массива туннельных джозефсоновских переходов

Ф. В. Хан<sup>1,2,\*</sup>, Л. В. Филиппенко<sup>1</sup>, В. П. Кошелец<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 7, Долгопрудный, 141701

\*khanfv@hitech.cplire.ru

В работе проведено исследование генератора на основе массива последовательно соединенных джозефсоновских переходов. Изготовлено 2 серии с тремя экспериментальными образцами по 100, 200 и 350 сосредоточенных туннельных джозефсоновских переходов в каждой, отличающиеся площадями переходов: 2,8 мкм<sup>2</sup> и 4,2 мкм<sup>2</sup>. Каждый переход шунтирован внешним тонкопленочным резистором. Показана возможность генерации на частотах от 80 до 650 ГГц, а также перестройки частоты во всем рабочем диапазоне.

## Введение

Устройства сверхпроводниковой электроники на основе туннельных джозефсоновских переходов обладают набором уникальных характеристик, недостижимых приборами на других принципах. Благодаря рабочим частотам в терагерцовой области, а также криогенным температурам сверхпроводниковые устройства используются в качестве генераторов терагерцового излучения при низких температурах.

На практике для генерации сигнала используются либо распределенные джозефсоновские переходы (с размерами больше джозефсоновской глубины в одном или нескольких направлениях), либо массивы одиночных переходов малой площади, соединенные последовательно или параллельно. Как показано в [1], при условии синхронизации  $N$  джозефсоновских переходов мощность возрастает в  $N^2$  раз, а ширина линии уменьшается в  $N$  раз, что позволяет получить перестраиваемый источник терагерцового излучения с достаточно хорошей мощностью и спектральным качеством.

В данной работе исследуются цепочки из 100, 200 и 350 последовательно соединенных одинаковых туннельных джозефсоновских переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) с плотностью туннельного тока 5 кА/см<sup>2</sup> и 20 кА/см<sup>2</sup> и площадями 2,8 мкм<sup>2</sup> и 4,2 мкм<sup>2</sup>. Экспериментальные образцы были изготовлены по технологии напыления многослойных сверхпроводниковых структур, разработанной и многократно апробированной в ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН [2]. Для обеспечения безгистерезисного хода ВАХ цепочки и возможности управления частотой генерации при помощи напряжения все переходы шунтированы тонкопленочным резистором из молибдена (рис. 1, а). Полный вид исследуемой структуры из 100 переходов вместе со схемой для исследования высокочастотных свойств (HF-circuit) и подключением по постоянному току показаны на рис. 1, б. Детектирование излучения осуществляется по квазичастичным ступеням и ступеням Шапиро на одиночном СИС-переходе (SIS-detector). Для обеспечения независимого подключения по постоянному току цепочки в схеме предусмотрен разрыв по постоянному току, выполненный в виде целевой антенны.

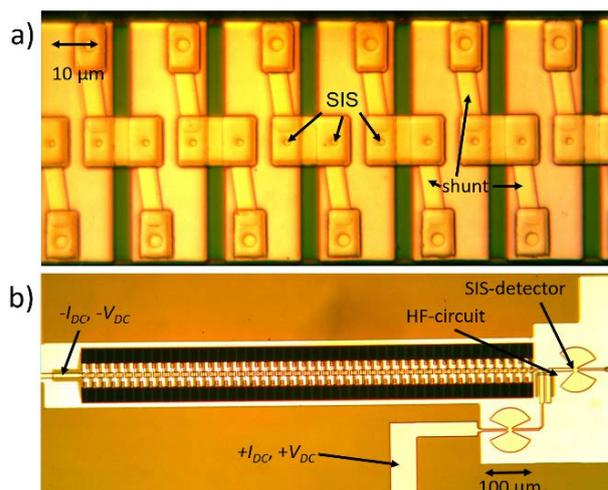


Рис. 1. Изображение цепочки джозефсоновских переходов, полученное при помощи оптического микроскопа: а – увеличенное изображение СИС-переходов в цепочке, б – полный вид структуры

## Результаты

На рис. 2 приведена ВАХ цепочки из 350 джозефсоновских переходов Nb/Al-AlO<sub>x</sub>/Nb. Шкала напряжения нормирована на один переход. Как видно из рисунка, при помощи шунтирования удалось практически полностью подавить гистерезис ВАХ.

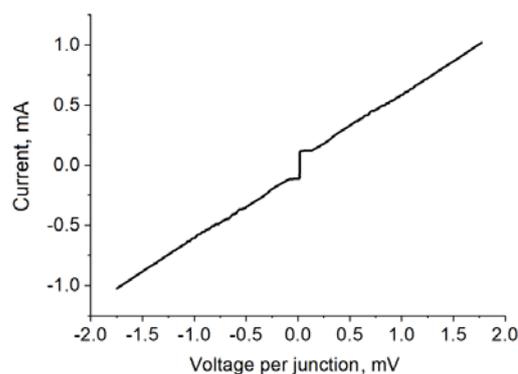
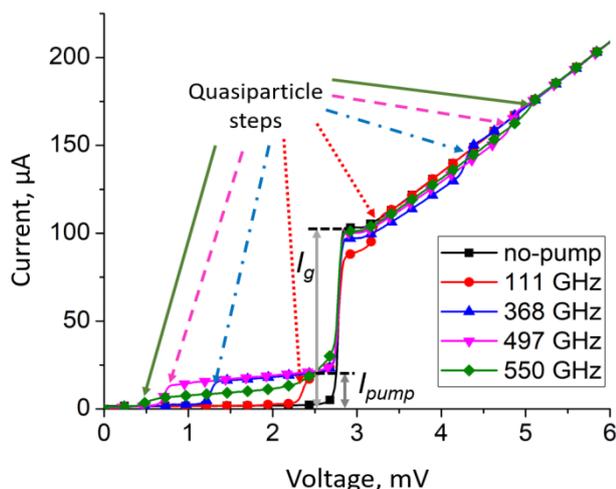


Рис. 2. ВАХ цепочки в пересчете на один переход

Автономная ВАХ СИС-детектора, а также ВАХ под воздействием внешнего переменного сигнала

показаны на рис. 3. Как известно, положения квази-частичных ступеней по напряжению определяются формулами  $V_q = V_{gap} - hf/e$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $f$  – частота излучения,  $e$  – заряд электрона,  $V_{gap}$  – щелевое напряжение.



**Рис. 3.** Серия ВАХ СИС-детектора под воздействием переменного сигнала от цепочки на различных частотах:  $I_g$  – скачок тока на щели,  $I_{pump}$  – ток накачки

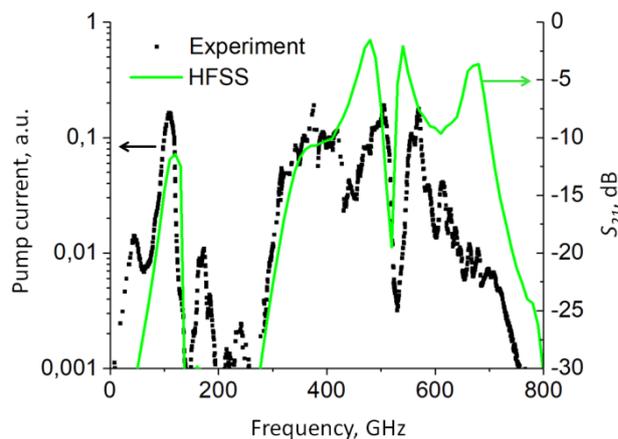
На детекторах в некоторых образцах также наблюдались и ступени Шапиро, которые отсутствуют на рис. 3 из-за частичного подавления критического тока внешним магнитным полем. Для проверки выполнения соотношения Джозефсона для цепочки переходов было проведено сравнение частоты излучения, рассчитанного из напряжения на переходах в цепочке, с положением ступеней Шапиро и квази-частичных ступеней на ВАХ детектора. Результаты представлены в табл. 1. Полученные значения сравнимы с точностью определения положения ступеней (не более 10%).

Зависимость амплитуды тока накачки СИС-детектора от частоты генерации цепочки показана на рис. 4. Для определения особенностей, связанных

*Таблица 1.* Сопоставление частоты генерации цепочки с напряжением в расчете на один переход

	$f$ (junction), мВ	$f$ (quasiparticle), мВ
1	109	111
2	375	368
3	505	497
4	569	550

непосредственно с цепочкой, схема согласования была промоделирована в программе Ansys HFSS.



**Рис. 4.** Частотная зависимость тока накачки СИС-детектора от частоты излучения цепочки. Значения тока накачки нормированы на  $I_g$  (см. рис. 3)

## Выводы

Спроектированы, изготовлены и исследованы генераторы излучения на основе цепочек из 100, 200 и 350 туннельных джозефсоновских переходов, шунтированных тонкопленочным резистором. Показана возможность генерации в диапазоне от 80 до 600 ГГц. Генерация излучения в образцах с переходами типа Nb/Al-AlOx/Nb с плотностью туннельного тока  $5 \text{ кА/см}^2$  оказалась более эффективной, чем в Nb/Al-AlN/NbN с плотностью туннельного тока  $20 \text{ кА/см}^2$ .

При изготовлении образцов была использована уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-79-00019 (<https://rscf.ru/project/23-79-00019/>).

## Литература

1. A. K. Jain, et al. Mutual phase-locking in Josephson junction arrays // *Physics Reports*. 1984. V. 109, no. 6. P. 309–426.
2. L. V. Filippenko, et al. Submillimeter superconducting integrated receivers: Fabrication and yield // *IEEE transactions on applied superconductivity*. 2001. V. 11, no. 1. P. 816–819.

# Разработка криогенной волноводной нагрузки для СИС-смесителя с разделением боковых полос диапазона 1,1–1,4 мм

А. В. Худченко<sup>1,\*</sup>, К. И. Рудаков<sup>1</sup>, И. В. Третьяков<sup>1</sup>, В. П. Кошелец<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Астрокосмический центр ФИАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009

\*khudchenko@asc.rssi.ru

В работе проведено моделирование волноводной нагрузки для криогенного приемника с разделением полос на основе СИС-смесителей. Рабочий диапазон приемника составляет 1,1–1,4 мм. Нагрузка спроектирована как металлическая вставка в центре волновода, представляющая собой кварцевую подложку толщиной около 125 мкм с нанесенной на нее тонкой пленкой металла с сопротивлением около 200 мкОм на квадрат. Расчеты показывают, что уровень отражений от нагрузки должен быть менее –35 дБ в диапазоне 220–330 ГГц.

## Введение

Проведенное недавно моделирование полной волноводной структуры СИС-смесителя с разделением боковых полос для диапазона 211–275 ГГц (примерно 1,1–1,4 мм) показало, что уровень отражения от встроенных волноводных нагрузок не должен превышать величину –20 дБ при рабочей температуре 4 К [1]. В противном случае достижение качества разделения боковых полос в –15 дБ будет сложно выполнимой задачей. При этом крайне желательно, чтобы отражение от волноводной нагрузки было уменьшено до –30 дБ. Это заметно упростит задачу проектирования и изготовления всей волноводной структуры для приемника с разделением полос высокого качества.

Размеры волновода, в который должна быть вставлена нагрузка, составляют 1000 × 500 мкм. Эти величины определены разработанным ранее однополосным СИС-смесителем [2, 3] и спроектированным для него волноводным блоком [1, 4].

## Результаты

Внешний вид спроектированной волноводной нагрузки представлен на рис. 1. Форма аналогична решению, представленному в работе Кои [5]. Нагрузка представляет собой пластину из аморфного кварца толщиной 125 мкм. На одну из сторон пластины нанесена пленка резистивного материала. Форма пластины представляет собой прямоугольник размером 5 × 1,5 мм с двумя усеченными углами. Неусеченная сторона прямоугольника является основанием пластины длиной 5 мм, а параллельная ей сторона – плоской вершиной нагрузки, которая имеет ширину 1 мм. Плоская вершина касается дальней стенки волновода таким образом, что вся наклонная часть проходит от одной до другой стороны волновода в плоскости вдоль вектора электрического поля первой волноводной моды.

В статье [5] в роли резистивного материала использовался слой Ti толщиной менее 10 нм. Целью было получение нагреваемой нагрузки для калибровки волноводных устройств. Мы же планируем напылять тонкую пленку материала, обеспечивающего ее сопротивление 200 мкОм на квадрат, которое при этом будет слабо меняться от температуры 300 К до 4 К. Это позволит провести измерения коэффициента отражения при комнатной температуре и при этом

быть уверенным, что близкие характеристики будут проявляться в криогенных условиях. Для этого выбрана пленка NiCr, для которой при магнетронном распылении для толщины около 50 нм как раз получается сопротивление, близкое к требуемому уровню 200 мкОм на квадрат.

Нагрузка будет смонтирована в специальном углублении в одной из половин сплит-блока, что гарантирует качество и надежность. Поверхность пластины, на которую нанесен металл, окажется ровно посередине волновода.

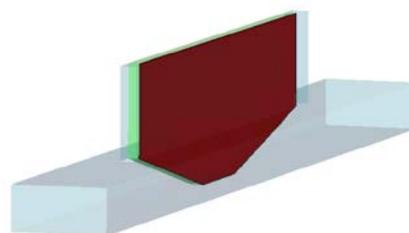


Рис. 1. 3D-вид волноводной нагрузки, вставленной в волновод

Результаты моделирования нагрузки приведены на рис. 2. Видно, что для частот выше 220 ГГц уровень отражения не превышает –35 дБ. Дополнительно был проведен анализ влияния точности установки нагрузки в волновод. Расчеты показывают, что произвольные отклонения в положении на 10 мкм ухудшают уровень отражения, при этом он гарантированно остается ниже –30 дБ.

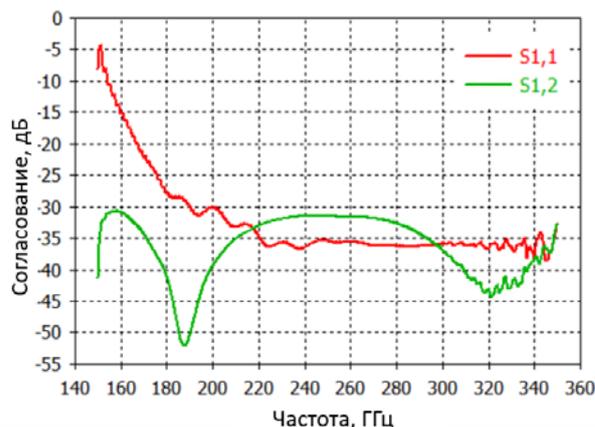


Рис. 2. Рассчитанные величины отражения (S1,1) и пропускания (S1,2) для спроектированной волноводной нагрузки

На рис. 2 также приведена кривая пропускания, показывающая уровень не более  $-30$  дБ, что гарантирует качественное поглощение мощности сигнала и позволяет пренебречь сигналом, проходящим за нагрузку, так как после двойного прохождения его относительная величина упадет ниже  $-60$  дБ.

### Выводы

Спроектирована криогенная волноводная нагрузка для диапазона  $1,1-1,4$  мм. Расчеты показывают, что уровень отражений от нагрузки должен быть хуже  $-35$  дБ в диапазоне  $220-330$  ГГц, что с запасом удовлетворяет требованиям для приемника с разделением боковых полос.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-79-00061, <https://rscf.ru/project/23-79-00061/>.

### Литература

1. A. Khudchenko, I. Tretyakov, V. P. Koshelets, R. Hesper, and A. M. Baryshev. Design and Analysis of a Waveguide Struc-

ture for 211–275 GHz 2SB SIS Mixer // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 13, no. 6, pp. 645–653 (2023).

2. K. I. Rudakov, P. N. Dmitriev, A. M. Baryshev, A. V. Khudchenko, R. Hesper, & V. P. Koshelets. Low-Noise SIS Receivers for New Radio-Astronomy Projects // *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 62, no. 7, pp. 547–555 (2019).

3. K. I. Rudakov, A. V. Khudchenko, L. V. Filippenko, M. E. Paramonov, R. Hesper, da Costa Lima D. A. R., A. M. Baryshev, V. P. Koshelets. THz Range Low-Noise SIS Receivers for Space and Ground-Based Radio Astronomy // *Applied Sciences*, vol. 11, no. 21, p. 10087 (2021).

4. I. V. Tretyakov, A. V. Khudchenko, R. A. Cherniia and S. F. Likhachev. Simulation of the Frequency Characteristics of the Waveguide Structure of a Heterodyne Receiver with Separate Sidebands for the Range 211–275 GHz // *Journal of Communications Technology and Electronics*, vol. 68, no. 9, pp. 989–994 (2023); published in: *Radiotekhnika i Elektronika*, 2023, vol. 68, no. 9, pp. 904–909.

5. J. W. Kooi, *et al.* A Programmable Cryogenic Waveguide Calibration Load With Exceptional Temporal Response and Linearity // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, vol. 8, no. 4, pp. 434–445 (2018).

# Атомное и электронное строение сверхпроводящих пленок W-Si и Nb-Si

С. Ю. Хыдырова<sup>1,\*</sup>, К. А. Барков<sup>2</sup>, Д. Н. Нестеров<sup>2</sup>, В. А. Терехов, С. А. Ивков<sup>2</sup>,  
Е. С. Керсновский<sup>2</sup>, И. В. Польшин<sup>2</sup>, Н. В. Новолокина<sup>2</sup>, К. М. Моисеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1, Москва, 105005

<sup>2</sup>Воронежский государственный университет, Университетская пл., 1, Воронеж, 394018

\*hydyrova@bmsu.ru

В работе исследован фазовый состав пленок W-Si и Nb-Si толщиной 100 нм, сформированных совместным магнетронным распылением. В пленках  $W_{75}Si_{25}$  обнаружена преимущественно фаза высшего силицида  $WSi_2$  в нанокристаллическом состоянии. В пленках  $Nb_{75}Si_{25}$  обнаружены низшие силициды ниобия в приповерхностных слоях, а в более глубоких слоях пленки предположительно формируется метастабильная сверхпроводящая фаза  $Nb_3Si$ .

## Введение

Пленки W-Si и Nb-Si широко востребованы в сверхпроводящих устройствах, например, в однофотонных сверхпроводниковых детекторах ИК-излучения. Фазы, обеспечивающие высокие сверхпроводящие свойства ( $T_c = 5$  К для WSi и  $T_c = 19$  К для NbSi) –  $Nb_3Si$  [1] и предположительно  $W_3Si$  [2] – являются метастабильными и отсутствуют на диаграммах состояний для объемных материалов. Тем не менее метастабильные фазы могут образовываться в тонких пленках при магнетронном распылении [3, 4]. Наличие в составе пленок W-Si и Nb-Si метастабильных соединений может существенно сказываться на их функциональных свойствах, что обуславливает актуальность исследования и фазового состава данных пленок.

Исследуемые пленки  $W_{75}Si_{25}$  и  $Nb_{75}Si_{25}$  толщиной 100 нм формируются на кремниевых Si(100) подложках совместным магнетронным распылением из двух источников с мишенями вольфрама (или ниобия) и кремния на установке ВУП-11М лаборатории «Вакуумные технологии нанотехнологии» МГТУ им. Н. Э. Баумана. Фазовый состав пленок  $W_{75}Si_{25}$  и  $Nb_{75}Si_{25}$  определяется методами рентгеновской дифракции. Электронное строение пленок анализируется по рентгеновским эмиссионным Si  $L_{2,3}$ -спектрам с помощью уникального метода ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (УМРЭС) на спектрометре РСМ-500 [5] кафедры физики твердого тела и наноструктур ВГУ.

## Результаты

Результаты исследований методом рентгеновской дифракции показали, что в пленке  $W_{75}Si_{25}$  формируется фаза  $WSi_2$ . При этом сильное уширение дифракционных рефлексов, связанных с фазой  $WSi_2$ , свидетельствует о том, что область когерентного рассеяния является достаточно малой, т. е. в пленке  $W_{75}Si_{25}$  фаза  $WSi_2$  находится в нанокристаллическом состоянии. При этом других кристаллических фаз на основе вольфрама или кремния по данным рентгеновской дифракции в пленке  $W_{75}Si_{25}$  не обнаружено. Анализ рентгеновских эмиссионных Si  $L_{2,3}$ -спектров пленки  $W_{75}Si_{25}$  толщиной  $d = 100$  нм обнаруживает два максимума интенсивности при энергиях  $E = 90$  эВ и  $E = 97,7$  эВ (рис. 1). Наличие в рентгеновском спектре высокоинтенсивного максимума при  $E = 90$  эВ может

быть связано с наличием в пленке фазы дисилицида вольфрама  $WSi_2$ , максимум спектра которого расположен как раз в области энергий  $E = 90$  эВ. Увеличение глубины анализа до 60 нм не приводит к существенным изменениям формы рентгеновского эмиссионного Si  $L_{2,3}$ -спектра. Сравнение формы рентгеновских эмиссионных Si  $L_{2,3}$ -спектров, полученных как в поверхностном, так и в более глубоком слое, обнаруживает согласие со спектром эталона  $WSi_2$  (рис. 1).

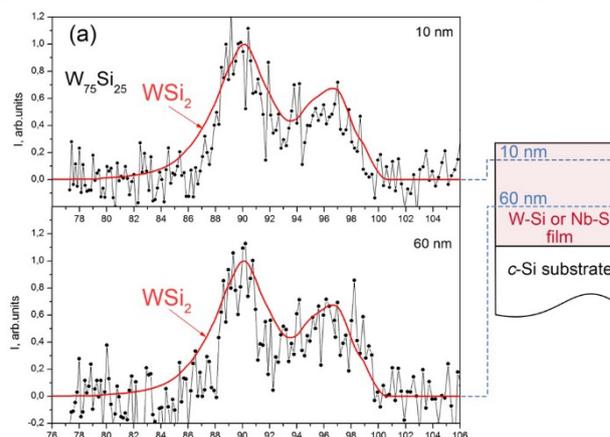
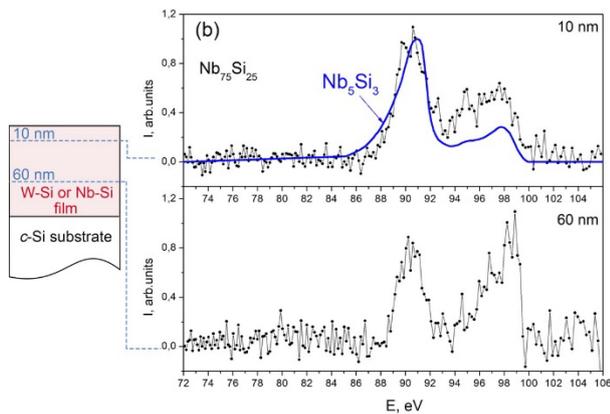


Рис. 1. Рентгеновские эмиссионные Si  $L_{2,3}$ -спектры в пленках  $W_{75}Si_{25}$  толщиной 100 нм

Совершенно иная ситуация наблюдается в случае пленки  $Nb_{75}Si_{25}$ . По данным рентгеноструктурного анализа пленка  $Nb_{75}Si_{25}$  является рентгеноаморфной. В то же время, по данным УМРЭС, в поверхностных слоях пленки  $Nb_{75}Si_{25}$  (до 10 нм) формируется фаза низшего силицида, близкого к  $Nb_5Si_3$ , о чем свидетельствует наличие в Si  $L_{2,3}$ -спектре пленки высокоинтенсивного узкого максимума при  $E = 90$  эВ и характерного плеча в области 92–100 эВ (рис. 2).

При увеличении глубины анализа до 60 нм в рентгеновском спектре пленки  $Nb_{75}Si_{25}$  наблюдаются два максимума интенсивности при  $E = 90$  и 99 эВ. Если максимум при  $E = 90$  эВ по положению и полуширине характерен для низших силицидов, то наличие высокой плотности состояний вблизи потолка валентной зоны и резким ее падением в области 100 эВ является необычным результатом. Такой резкий спад плотности состояний вблизи потолка валентной зоны характерен для спектров металлов, где положение уровня Ферми совпадает с положением потолка валентной зоны. Похожее электронное строение наблюдалось в нанокластерах  $NbSi_2$  с гексагональной



**Рис. 2.** Рентгеновские эмиссионные Si L2.3-спектры в пленках  $Nb_{75}Si_{25}$  толщиной 100 нм

$C11bI4/mmm$  (139) и орторомбической  $C49$  ( $Cmcm$ , 63) структурой, проявляющие металлические свойства [6]. Согласно [6] металлическое поведение данных структур может быть объяснено наличием гибридизованных Nb-4d и Si-3p орбиталей, в результате сильного металлического взаимодействия между атомами ниобия и кремния. Однако данный тип спектра в соединениях Nb-Si на данный момент не изучен и является весьма интересным. Известно, что некоторые силициды переходных металлов ( $V_3Si$ ,  $Cr_3Si$ ,  $Mo_3Si$ ) также обладают металлическими свойствами и имеют типичные металлические структуры [7].

### Выводы

Таким образом, результаты комплексных исследований показали, что в пленке  $W_{75}Si_{25}$ , полученной совместным магнетронным распылением кремния и вольфрама, преобладает фаза высшего силицида  $WSi_2$ ,

которая находится в нанокристаллическом состоянии. В случае пленки  $Nb_{75}Si_{25}$ , по данным УМРЭС, в поверхностных слоях толщиной  $\sim 10$  нм пленки обнаружено формирование низших силицидов ниобия. В более глубоких слоях пленки (на глубине  $\sim 60$  нм) формируется структура с плотностью электронных состояний, характерной для металлов, что может приводить к появлению металлических свойств в исследуемой пленке Nb-Si.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-10294.

### Литература

1. Pan, Yong. Prediction of new structure, phase transition, mechanical, and thermodynamic properties of  $Nb_3Si$  // *Advanced Engineering Materials*. 19.6. 1700099 (2017).
2. Pan, Y., and W. M. Guan. Exploring the novel structure, elastic and thermodynamic properties of  $W_3Si$  silicides from first-principles calculations // *Ceramics International* 45.12. 15649–15653 (2019).
3. Spaepen, Frans. New methods for obtaining metastable metallic alloys // *Advances in Cryogenic Engineering Materials*. Boston, MA: Springer US, 1986. 1019–1030.
4. Gavaler, J. R., et al. Thin films and metastable phases // *Superconductivity in d- and f-Band Metals*. Academic Press, 1980.
5. Зимкина Т. М. Ультратонкая рентгеновская спектроскопия. Ленинград : изд-во Ленинградского ун-та, 1971. 132 с.
6. Wang S., et al. // *RSC advances*, 2018, 8, 28693.
7. Самсонов, Г. В., Уманский Я. С. Твердые соединения тугоплавких металлов. Москва : Металлургиздат. 1957. 389 с.

# Варьирование параметров туннельного барьера СИС-перехода путем варьирования состава верхнего электрода

А. М. Чекушкин\*, М. Е. Парамонов, В. П. Кошелец

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

\*chekushkin@hitech.cplire.ru

В работе рассмотрено влияние верхнего электрода нитрида ниобия в многослойной структуре Nb/Al-AlN/NbN на параметры туннельного барьера (AlN). Показано, что повышение концентрации азота в газовой смеси Ar/N<sub>2</sub> при формировании NbN методом магнетронного распыления приводит к уменьшению туннельной прозрачности барьера AlN.

## Введение

Параметры туннельного барьера в СИС-переходе являются критически важными при изготовлении приемных устройств терагерцового диапазона [1–3]. Считается, что определяющим фактором прозрачности барьера является способ его формирования: окисление или нитридизация. Независимо от способа, в качестве параметров формирования барьера выступают время и давление, а для нитридизации еще и мощность магнетрона и расстояние между магнетроном и подложкой [4]. В работе показано, что еще одним важным фактором является верхний электрод в СИС-переходе, а именно его состав и материал, в частности, слой металла, непосредственно осаждаемый на поверхность барьера. Были изготовлены образцы с разным содержанием азота в верхнем электроде СИС-перехода Nb-AlN-Nb(N). Показано, что чем выше содержание азота, тем ниже прозрачность туннельного барьера при одном и том же способе формирования перехода AlN-Nb(N). Уменьшение прозрачности также подтверждается оценкой и сравнением основных параметров изготовленных барьеров – высоты и ширины в соответствии с теорией Дж. Симмонса [5]. Такое поведение связано с диффузией азота между слоями Al и NbN.

## Изготовление образцов

Технология изготовления СИС-структур на основе ниобия и его соединений методом селективного травления и анодизации ниобия (нитрида ниобия) является развитой и хорошо воспроизводимой [3, 4]. Одной из основных особенностей этой методики является факт, что тонкий слой алюминия, осаждающийся на поверхность ниобия, выравнивает его столбчатую структуру, смачивая его, что позволяет сформировать гладкую поверхность алюминия, на основе которого будет формироваться туннельный барьер. Обычно этот барьер может быть оксидным (AlO<sub>x</sub>) или нитридным (AlN). Тип барьера определяют в зависимости от поставленных задач: барьер из AlN позволяет достичь более высоких плотностей тока (до 100 кА/см<sup>2</sup>) [5] в сравнении с барьерами из AlO<sub>x</sub> (до 15 кА/см<sup>2</sup>).

Формирование рабочей структуры СИС происходит в несколько этапов: осаждение трехслойной структуры СИС, травление верхнего электрода в этой структуре для формирования площади СИС-перехода, осаждение изоляции, формирование замыкателя и контактных площадок.

При изготовлении образцов использовался неоксидированный кремний, с ориентацией <100>, на который методом магнетронного распыления осаждался слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 100 нм. При помощи метода оптической фотолитографии формируется маска из резиста, которая определяет геометрию базового электрода. В установке магнетронного распыления в едином вакуумном цикле производилось формирование СИС-структуры Nb-Al-AlN-NbN с толщинами 200 – 7 – 100 нм. Все изготовленные и исследованные образцы проходили одни и те же циклы с одними и теми же условиями, за исключением этапа формирования верхнего слоя в СИС-структуре.

Параметры формирования барьера оставались неизменными: газ – азот, давление  $7,9 \cdot 10^{-3}$  мбар, мощность, подаваемая на магнетрон, 50 Вт, расстояние между образцом и магнетроном, 130 мм, время 180 с. Верхним электродом СИС-перехода был нитрид ниобия. Следующие параметры при формировании этого слоя были постоянными: давление ( $9,4 \cdot 10^{-3}$  мбар), мощность, подаваемая на магнетрон DC, 650 Вт, расстояние между образцом и мишенью 50 мм, поток аргона (70 sccm). Изменяемым параметром был поток азота: 6, 7, 8, 10 sccm.

## Определение основных параметров туннельного барьера

Как уже отмечалось выше, в процессе формирования барьерного слоя СИС-перехода тонкая пленка Al подвергается окислению/нитридизации с образованием слоя изолятора. Некоторая часть Al-пленки остается непроизолированной, вследствие чего реальная толщина барьерного слоя неизвестна.

Параметрами, характеризующими прозрачность изготовленного туннельного барьера, являются его толщина  $d$  и средняя высота  $\phi$ . Существует универсальная методика определения параметров  $d$  и  $\phi$  из вольт-амперной характеристики, измеренной до высоких напряжений  $\sim 1$  В. Методика основана на измерении и аппроксимации зависимости плотности туннельного тока от напряжения. Эта зависимость была предложена Дж. Симмонсом [5] и обобщена В. Бринкманом [6] для туннельных переходов в пределе напряжений, соответствующих энергиям, не превосходящим высоту барьера  $\phi$ . Расчетные формулы и методика подробно изложены в работе [7]. Для каждого перехода рассчитываются параметры, позволяющие дать количественную оценку прозрачности полученного барьера.

## Измерения

До изготовления каждого образца СИС были проведены калибровочные напыления NbN с заданными параметрами смеси газов для определения параметров пленок (табл. 1, рис. 1). Для этого был изготовлен шаблон для формирования узкой полосы длиной 1 см, шириной 200 мкм.

Таблица 1. Параметры пленок NbN

Пленка, газовая смесь	$T_k$ , К	$R_{300}/R_{20}$	$\rho_{20}$ , мкОм·см
NbN, Ar=70, N <sub>2</sub> =6	14,1	0,93	160
NbN, Ar=70, N <sub>2</sub> =7	14,7	0,82	230
NbN, Ar=70, N <sub>2</sub> =8	14,2	0,8	260
NbN, Ar=70, N <sub>2</sub> =10	13,3	0,81	292

Из табл. 1 видно, что параметром, сильно зависящим от количества азота в газовой смеси, является удельное сопротивление. Еще одним важным параметром является размытие в области перехода пленки в сверхпроводящее состояние. Из рис. 1 видно, что, например, пленка с большим  $T_k$  (Ar = 70, N<sub>2</sub> = 7) имеет больший наклон кривой, чем пленка с Ar = 70, N<sub>2</sub> = 8. Это может стать определяющим фактором при выборе необходимых параметров пленки, так как размытый переход в сверхпроводящее состояние свидетельствует о неоднородности состава пленки в момент ее роста.

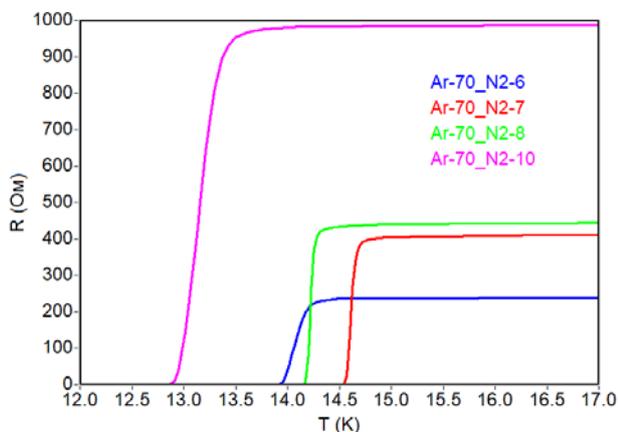


Рис. 1. Графики перехода пленок NbN в сверхпроводящее состояние

Изготовленные образцы с СИС-переходами были измерены в режиме задания напряжения при температуре 4,2 К при помощи погружного зонда, опускаемого в дьюар с жидким гелием. Были получены ВАХ СИС-переходов (рис. 2). На каждом образце был набор СИС-переходов, отличающихся площадью. Учитывая, что параметры туннельного барьера одни и те же для каждого СИС-перехода в пределах одной подложки, можно провести расчет значения  $R_n S$ , которое должно быть одинаковым для каждого перехода, а  $R_n$  определяется экспериментально.

В результате были получены различные  $R_n S = 9, 14, 15$  и  $22 \text{ Ом} \cdot \text{мкм}^2$  соответственно, несмотря на то что барьер в каждом образце формировался при оди-

наковых условиях. Для случая  $R_n S = 9$  получены значения  $d = 12,9 \text{ \AA}$ ,  $\phi = 0,177 \text{ эВ}$ .

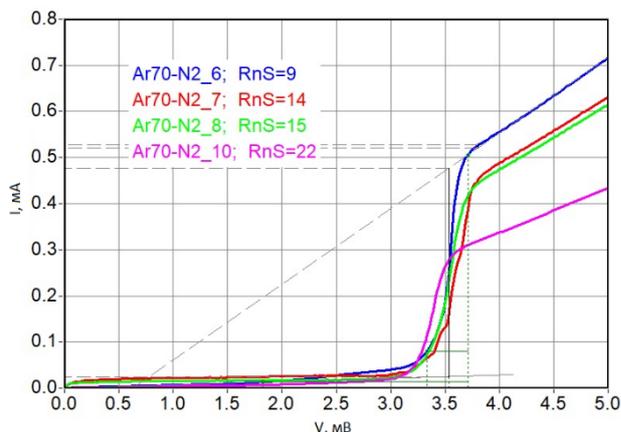


Рис. 2. ВАХ с разными плотностями тока для одного и того же барьера

## Выводы

Использование верхнего слоя нитрида ниобия с разным содержанием азота позволяет наравне с известными способами (давление, время и др.) осуществлять тонкую настройку прозрачности туннельного барьера. Кроме этого, полученные результаты наталкивают на мысль о том, что для каждой задачи, где необходимо получить требуемый  $R_n S$ , необходимо изменять не только параметры нитридации туннельного барьера, но и параметры изготовления верхнего электрода в структуре СИС.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (№ 23-79-00019, <https://rscf.ru/project/23-79-00019/>).

## Литература

1. J. M. Rowell, M. Gurvitch, J. Geerk. Modification of tunneling barriers on Nb by a few monolayers of Al // Phys. Rev. B. 1981. 24. 2278–2281.
2. M. Gurvitch, M. A. Washington, H. A. Huggins. High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers // Appl. Phys. Lett. 1983. 42. 472–474.
3. T. Imamura, S. Hasuo. Fabrication of high quality Nb/AlO/sub x/-Al/Nb Josephson junctions. II. Deposition of thin Al layers on Nb films // IEEE Transactions on applied superconductivity. 1992. V. 2, no. 2. P. 84–94.
4. P. N. Dmitriev, et al. High quality Nb-based tunnel junctions for high frequency and digital applications // IEEE transactions on applied superconductivity. 2003. V. 13, no. 2. P. 107–110.
5. J. G. Simmons // J. Appl. Phys. 34. 6. 1793 (1963).
6. W. F. Brinkman, R. C. Dynes, J. M. Rowell // J. Appl. Phys. 1970. V. 41, no. 5. P. 1915.
7. М. Е. Парамонов, Л. В. Филиппенко, П. Н. Дмитриев, М. Ю. Фоминский, В. П. Кошелец // Радиотехника и электроника. 2019. 64. 10. 1029.
8. A. W. Kleinsasser, R. E. Miller, W. H. Mallison. Nb/AlN/Nb Josephson Junctions with High Critical Current Density // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. 5. 2318–232.

# Термодинамические особенности перехода между $S_{\pm}$ - и $S_{++}$ -состояниями в сверхпроводниках на основе железа с немагнитными примесями

В. А. Шестаков\*, М. М. Коршунов

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, Красноярск, 660036  
\*v\_shestakov@iph.krasn.ru

В рамках двухзонной модели сверхпроводников на основе железа получено выражение для  $\Delta\Omega$  – разности большого термодинамического потенциала для сверхпроводящего и нормального состояний. Показано, что вдали от борновского предела слабо рассеивающей примеси  $\Delta\Omega$  изменяется плавно и её зависимость от температуры не проявляет каких-либо аномалий. Это может указывать на фазовый переход второго рода.

Сверхпроводники на основе железа обладают примечательным свойством, выделяющим их среди обширного семейства необычных сверхпроводников: устойчивостью к полному подавлению сверхпроводимости при наличии в них немагнитного беспорядка [1]. Ранее теоретически было показано [2], что такая устойчивость обусловлена существенно многозонной электронной структурой данных материалов и возможностью смены структуры сверхпроводящего параметра порядка (сверхпроводящей щели) при внесении немагнитных примесей в систему [1, 2]. Смена структуры параметра порядка проявляется в переходе от меняющего знак между зонами параметра порядка  $s_{\pm}$ -типа к  $s_{++}$ -параметру порядка, сохраняющему один и тот же знак в пределах различных зон. Для примесей с различной величиной рассеивающего потенциала характер данного перехода неодинаков: для слабо рассеивающей примеси в борновском пределе (и вблизи него) параметр порядка меняет знак скачком. С ростом величины потенциала примеси этот скачок сглаживается [3, 4]. В унитарном пределе сильно рассеивающей примеси выполняется теорема Андерсона [5], и перехода между  $s_{\pm}$ - и  $s_{++}$ -состояниями не происходит.

Особенностью данного перехода является то, что хоть структура параметра порядка и меняется, смены симметрии не происходит, поскольку и  $s_{\pm}$ , и  $s_{++}$ -параметр порядка относятся к одному и тому же неприводимому представлению  $A_{1g}$  точечной группы симметрии [6]. Поэтому, с точки зрения теоретико-группового анализа, мы не можем судить о характере данного перехода. В таком случае на помощь приходит исследование термодинамических свойств системы, в частности, рассмотрение температурной зависимости большого термодинамического потенциала  $\Omega$  и его производных по температуре – энтропии и теплоёмкости. На практике обычно рассматривается не сам термодинамический потенциал  $\Omega$ , а разность между энергией в сверхпроводящем и нормальном состояниях,  $\Delta\Omega = \Omega_S - \Omega_N$ . Выражение для  $\Delta\Omega$  [7, 8] было нами получено в рамках двухзонной модели сверхпроводников с немагнитными примесями [1]. Учет влияния примесей был выполнен в приближении  $T$ -матрицы в рамках многозонной теории Элиашберга.

Наши расчеты показывают, что если система находится вдали как от борновского, так и от унитарного пределов (так называемый промежуточный режим), то температурная зависимость  $\Delta\Omega$  с ростом беспорядка не проявляет каких-либо особенностей. Это может указывать на фазовый переход второго рода. Такая картина сохраняется вплоть до унитарного предела, где рассматриваемый переход отсутствует.

В борновском пределе и вблизи него ситуация оказывается сложнее. Во-первых, смена структуры параметра порядка происходит скачком. Во-вторых, численное исследование уравнений Элиашберга для рассматриваемой модели показало, что для слабо рассеивающей примеси существует два семейства решений на параметр порядка. Оба этих набора решений дают свободную энергию, имеющую скачок в температурной зависимости, что указывает на переход первого рода. Однако при выборе из этих семейств решений с наименьшей свободной энергией в температурной зависимости  $\Delta\Omega$  скачок исчезает, сохраняясь лишь в зависимости от беспорядка при фиксированных температурах. В таком случае снова можно судить о фазовом переходе второго рода.

Итак, нами получено выражение для разности большого термодинамического потенциала  $\Delta\Omega$ . Анализ результатов указывает на то, что переход между  $s_{\pm}$ - и  $s_{++}$ -состояниями является фазовым переходом второго рода.

## Литература

1. М. М. Коршунов, Ю. Н. Тогушова, О. В. Долгов // УФН. 2016. Т. 186, № 12. P. 1315–1347.
2. D. V. Efremov et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 180512-1–180512-4.
3. V. A. Shestakov, M. M. Korshunov, O. V. Dolgov // Symmetry. 2018. V. 10. P. 323(1)–323(11).
4. V. A. Shestakov et al. // Supercond. Sci. and Technol. 2018. V. 31. P. 034001(1)–034001(14).
5. P. W. Anderson // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 11. P. 26–30.
6. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, I. I. Mazin // Rep. Prog. Phys. 2011. V. 74. P. 124508(1)–124508(44).
7. J. M. Luttinger, J. C. Ward // Phys. Rev. 1960. V. 118. P. 1417–1427.
8. J. M. Luttinger // Phys. Rev. 1960. V. 119. P. 1153–1163.

# Переключение намагниченности импульсом напряжения между вырожденными стабильными состояниями в джозефсоновском SFS-переходе на трехмерном топологическом изоляторе

И. Р. Рахмонов<sup>1,2,3</sup>, Н. М. Широков<sup>1,3</sup>, Ю. М. Шукринов<sup>1,2,3</sup>, И. В. Бобкова<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>ЛТФ, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл.

<sup>2</sup>Государственный университет Дубна, Дубна, Московская обл.

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл.

<sup>4</sup>НИУ «Высшая школа экономики», Москва

В работе рассмотрена система из джозефсоновского перехода сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) на поверхности трехмерного топологического изолятора. В режиме приложенного напряжения в рассматриваемой структуре возникает четырехкратное расщепление с вырожденными стабильными состояниями. В работе исследуется динамика переходов между стабильными состояниями при действии импульса напряжения.

## Введение

В джозефсоновском переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (S/F/S) на поверхности трехмерного топологического изолятора, содержащего квазичастицы Дирака, сильная зависимость энергии Джозефсона от ориентации намагниченности открывает возможность к управлению намагниченностью с помощью джозефсоновского тока или джозефсоновской разности фаз [1]. Из-за наличия жесткой связи дираковских квазичастиц эта зависимость может привести к расщеплению легкой оси ферромагнетика в режиме приложенного напряжения. В результате образуется четырехкратно вырожденное состояние (рис. 2). Схема рассматриваемой системы приведена на рис. 1.

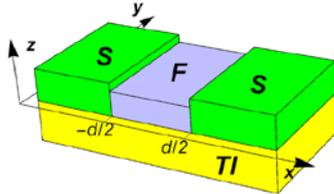


Рис. 1. Эскиз исследуемой системы [1]

Исследование динамики намагниченности под действием пульса напряжения проводилось на основе решения системы уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) [1]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

с компонентами эффективного поля

$$\frac{H_{\text{eff},x}}{H_F} = \Gamma \left[ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\tilde{d}}{\cos(\varphi)}} \cdot \sin(\varphi) \cdot \sin(rm_x \cdot \tan(\varphi)) d\varphi \right] \times [1 - \cos(\omega_t - rm_y)],$$

$$\frac{H_{\text{eff},y}}{H_F} = \Gamma \left[ \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\tilde{d}}{\cos(\varphi)}} \cdot \cos(\varphi) \cdot \cos(rm_x \cdot \tan(\varphi)) d\varphi \right] \times \sin(\omega_t - rm_y) + m_y,$$

$$\frac{H_{\text{eff},z}}{H_F} = 0, \quad \omega_t = (\Omega_t + A) \cdot t,$$

где  $A$  – импульс напряжения,  $\Omega_t$  – джозефсоновская частота.

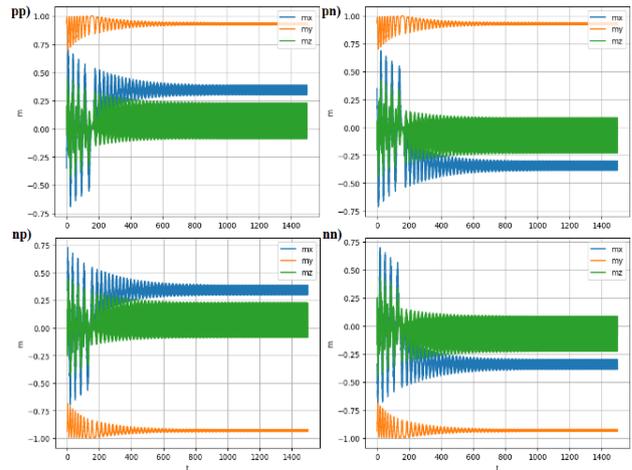


Рис. 2. Реализуемые состояния

## Результаты

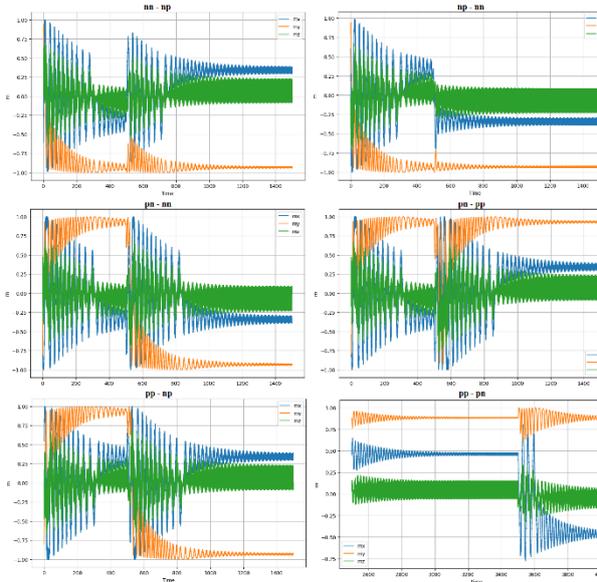
На основе численного моделирования уравнений динамики намагниченности в данной системе исследовано управление магнитным моментом пульсом напряжения.

С изменением амплитуды напряжения при фиксированной длительности пульса и постоянной  $\Omega_t$ , была продемонстрирована реализация переключений намагниченности между устойчивыми состояниями, как показано на рис. 3. Здесь первый индекс относится к  $y$ -й компоненте магнитного момента ( $p$  – positive = 1,  $n$  – negative = -1), тогда как второй индекс относится к  $m_x$  и  $m_z$  ( $m_x > 0, m_z > 0$  – positive).

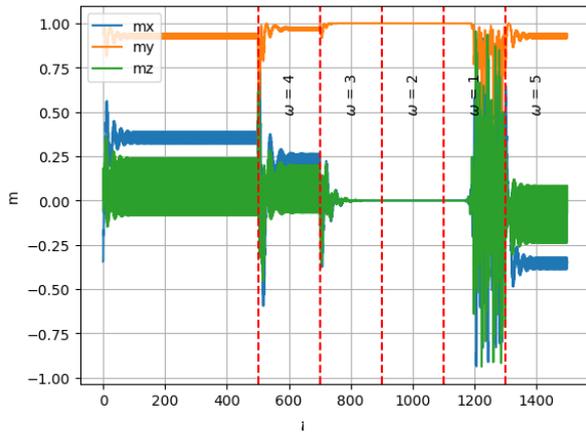
Анализируя систему, мы выявили параметры модели, влияющие на динамику переходов.

На рис. 4 представлена зависимость компонент магнитного момента от амплитуды. Видно, что при  $\omega = 1$ , система переходит в нестабильное состояние. В результате происходит переход между положительным и отрицательным  $y$ .

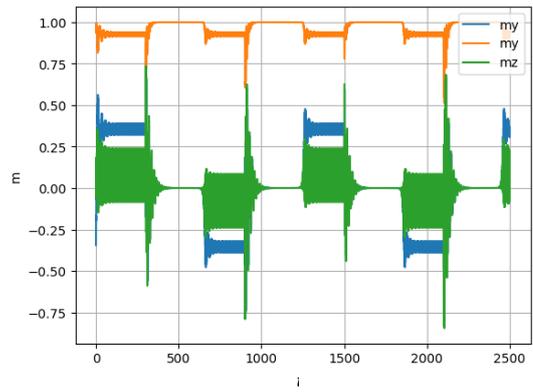
Оказалось, что детерминированный переход между состояниями можно реализовать через промежуточное состояние при  $\omega = 2,3$ , когда магнитный момент направлен коллинеарно легкой оси ферромагнетика (рис. 5).



**Рис. 3.** Переключения между устойчивыми состояниями пульсом напряжения



**Рис. 4.** Зависимость компонент магнитного момента от различных значений амплитуды пульса. Пунктирными линиями показаны начало и конец действия пульса



**Рис. 5.** Переключение  $pp - pp$  через стабильное состояние, где магнитный момент коллинеарен легкой оси ферромагнетика

## Выводы

В работе исследована динамика магнитного момента. Найдены критерии переходов между состояниями намагниченности. Исследованы критерии для переходов между стабильными состояниями.

## Финансирование

Аналитическая часть работы выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 22-42-04408. Численные расчеты проведены при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 22-71-10022.

## Литература

1. M. Nashaat, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. 054506.
2. I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, I. R. Rahmonov, A. A. Mazanik, K. Sengupta, and Yu. M. Shukrinov // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. 134505.
3. A. A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha, and Yu. M. Shukrinov // Phys. Rev. Applied. 2020. V. 14. 014003.
4. Ю. М. Шукринов // УФН. 2022. Т. 192, № 4.

# Терромагнитная неустойчивость сверхпроводящего состояния наноструктурированного свинца в пористом стекле

А. Е. Шитов\*, Н. Ю. Михайлин, Ю. А. Кумзеров, Д. В. Шамшур

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

\*a.shitov@mail.ioffe.ru

Изучены температурные и магнитопольевые зависимости намагниченности  $m(T, H)$  и теплоемкости  $C(T, H)$  нанокompозита, состоящего из многосвязной сетки свинцовых нитей с диаметром нитей  $d = 7$  нм в нанопористом стекле (Pb-PG). Обнаружено, что в области температур и магнитных полей, в которой наблюдаются скачки намагниченности  $m(H)$ , также наблюдаются скачки на зависимости  $C(H)$ , связанные с выделением тепла в нанокompозите в процессе терромагнитной неустойчивости. При  $T = 5$  К во внешнем магнитном поле  $H = 3$  кЭ тепловой импульс  $\Delta T = 0,02T$  привел к выделению тепла в наноструктуре при  $\Delta T_s = 0,24T$ . Показана зависимость тепловыделения, вызванного терромагнитной неустойчивостью, от внешнего магнитного поля, температуры и амплитуды внешнего нагрева.

## Введение

Представленные результаты направлены на выяснение механизмов возникновения терромагнитной неустойчивости в сверхпроводящих наноструктурированных материалах. Терромагнитная неустойчивость может возникать в сверхпроводниках в магнитном поле, когда локальные флуктуации температуры, магнитного поля или плотности тока приводят к лавинообразному проникновению магнитного поля в объем сверхпроводника и диссипации большого количества энергии за малый промежуток времени [1]. Этот эффект наблюдается в сверхпроводниках 2-го рода с сильным пиннингом и может негативно влиять на работу сверхпроводящих устройств [2]. Появление терромагнитных неустойчивостей остается одной из проблем прикладных применений сверхпроводников.

Образцы были созданы путем заполнения пористого стекла (средний размер пор  $d = 7$  нм) свинцом из расплава под давлением, заполнение пустот матрицы сверхпроводником составляет более 95%. Пористое стекло содержит произвольно ориентированную многосвязную систему пор одинакового размера, свинец в нанокompозите образует реплику пустот матрицы. В такой структуре размеры сверхпроводящих частиц меньше, чем параметры сверхпроводящего состояния в массивном сверхпроводящем свинце: длина когерентности  $\xi = 83$  нм и глубина проникновения магнитного поля  $\lambda = 37$  нм, что приводит к количественным и качественным изменениям сверхпроводящих свойств нанокompозита по сравнению с массивным материалом.

В таких системах могут наблюдаться классические и квантовые размерные эффекты, связанные с уменьшением характерного размера частиц проводника [3]. В наноструктурированных сверхпроводниках во многих случаях наблюдается изменение критических параметров сверхпроводящего состояния, таких как критическая температура  $T_c$  и критическое магнитное поле  $H_c$ , по сравнению с объемными сверхпроводниками [4].

При взаимодействии сверхпроводящих наноструктур с внешним магнитным полем возникают эффекты, связанные с проникновением и захватом магнитного потока в элементах структуры [5], в частности, гистерезис на зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля  $m(H)$ , характерный для сверхпроводников 2-го рода с сильным пиннингом.

В отличие от сверхпроводников 2-го рода с пиннингом вихрей на неоднородностях наноструктуры имеют особенности, которые могут привести к терромагнитной неустойчивости и потере их сверхпроводящих свойств, связанные с формированием градиента магнитного потока в системе взаимосвязанных контуров [3].

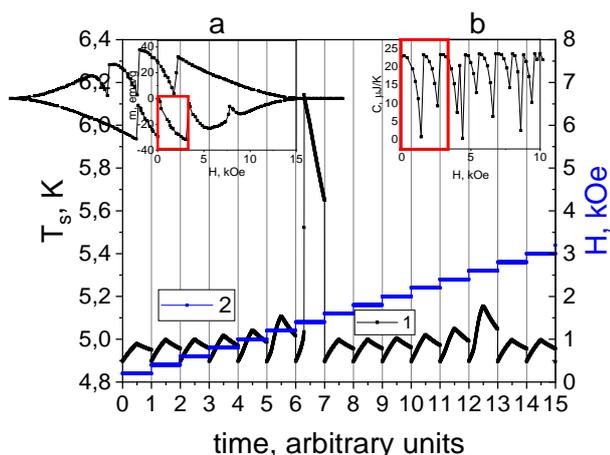
Нами изучены температурные и магнитопольевые зависимости теплоемкости  $C(T, H)$  и намагниченности  $m(T, H)$  нанокompозита, состоящего из нитей свинца (Pb), внедренных в нанопористое стекло (PG). Основное внимание в исследованиях уделялось возникновению скачков магнитного потока  $m(H)$  в сверхпроводящем состоянии нанокompозита при изменении внешнего магнитного поля, сопровождающемся лавинообразным проникновением магнитного поля в образец и дополнительным выделением тепла в материале.

Измерения теплоемкости и намагниченности нанокompозитов Pb-PG проводились на установке QD PPM-14. Измерения намагниченности проводились с помощью вибрационного магнитометра при давлении в камере  $p = 10$  Торр. При измерении теплоемкости образец помещался на платформу в вакууме  $p = 10^{-5}$  Торр, при этом теплопередача происходила через контактные провода с известной теплопроводностью.

## Результаты

На рис. 1 представлены магнитопольевые зависимости намагниченности  $m(H)$  (a), теплоемкости  $C(H)$  (b) и временная зависимость температуры образца  $T_s(t)$  (1) и магнитного поля  $H(t)$  (2) в области магнитных полей, выделенных на вставках a, b нанокompозита Pb-PG при  $T = 5$  К. На магнитопольевой зависимости намагниченности  $m(H)$  ниже критической температуры  $T < T_c = 7,2$  К в магнитных полях ниже критических  $H < H_{c2}$  наблюдается гистерезис, характерный для сверхпроводников 2-го рода с сильным пиннингом. В области магнитных полей, в которой наблюдаются квазипериодические скачки намагниченности  $m(H)$  (рис. 1, a), также наблюдаются скачки на зависимости  $C(H)$  (рис. 1, b), положение и величина которых зависит от температуры измерения и направления развертки магнитного поля. На зависимости  $T_s(t)$  при  $T = 5$  К,  $H = 1,4$  кЭ и амплитуде внешнего нагрева  $\Delta T = 0,02T = 0,1$  К в Pb-PG зафиксировано

тепловыделение  $\Delta T_s = 1,2 \text{ K} = 0,24T$  (мощностью  $P \approx \approx 1 \text{ мВт}$  и энергией  $E \approx 50 \text{ мкДж}$ ), соответствующее скачку на зависимости  $C(H)$ .



**Рис. 1.** Временные зависимости температуры образца  $T_s(t)$  (1) и магнитного поля  $H(t)$  (2) нанокompозита Pb-PG при  $T = 5 \text{ K}$ . На вставках – магнитополевая зависимость намагниченности  $m(H)$  (a) и теплоемкости  $C(H)$  (b) нанокompозита Pb-PG при  $T = 5 \text{ K}$ . Выделенные области магнитных полей на вставках соответствуют области на главном рисунке

Выделение тепла в образце приводит к искажению «нормального» измерительного теплового импульса (см. рис. 1), в результате чего зависимость  $C(H)$  приобретает скачкообразный вид. Мы предполагаем, что в процессе скачка при определенных соотношениях температуры измерения  $T$ , магнитного поля  $H$  и величины импульса тепла при измерении теплоемкости  $\Delta T$  возникает термомангнитная неустойчивость с лавинообразным проникновением магнитного поля в образец и соответствующим нагревом нанокompозита. Тепловые возмущения в точках, предшествующих возникновению термомангнитной неустойчивости, связаны, по-видимому, с незначительным перераспределением магнитного потока внутри нанокompозита под влиянием измерительных тепловых импульсов без полного разрушения сверхпроводящего состояния нанокompозита. Таким образом, при изучении низкотемпературных зависимостей теплоемкости  $C(T, H)$  нанокompозита Pb-PG в сверхпроводящем состоянии необходимо учитывать, что измерительные импульсы тепла  $\Delta T = 0,02T$  также

могут инициировать скачки магнитного потока, сопровождающиеся выделением тепла в нанокompозите.

## Выводы

Изучены тепловые и магнитные свойства  $C(T, H)$  нанокompозита свинец-пористое стекло Pb-PG (характерный диаметр нитей Pb  $d = 7 \text{ нм}$ ) в области сверхпроводящего состояния. Магнитополевая зависимость намагниченности  $m(H)$  ниже критической температуры  $T < T_c$  в магнитных полях ниже критических  $H < H_{c2}$  характеризуется гистерезисом, критические параметры сверхпроводящего перехода нанокompозита температура  $T_c = 7,2 \text{ K}$  и магнитное поле  $H_{c2}(T = 0 \text{ K}) = 35 \text{ кЭ}$ . При  $T \leq 5 \text{ K}$  на зависимостях  $m(H)$  и  $C(H)$  наблюдаются скачки магнитного потока и теплоемкости, соответственно, с последующим восстановлением сверхпроводящего состояния.

Обнаружено, что в области температур и магнитных полей, в которой наблюдаются скачки магнитного потока  $m(H)$ , также наблюдается выделение тепла в нанокompозите, величина нагрева  $\Delta T_s$  достигала 24% от температуры Pb-PG  $T = 5 \text{ K}$ ,  $H = 1,4 \text{ кЭ}$ ,  $\Delta T_s = 1,2 \text{ K}$ . Установлено, что слабые измерительные импульсы тепла при измерении магнитополевой зависимости теплоемкости  $C(H)$  нанокompозита Pb-PG при  $T \leq 5 \text{ K}$ ,  $\Delta T = 0,02T$  могут инициировать термомангнитную неустойчивость и проникновение магнитного потока в нанокompозит, что отражается на характере расчетной зависимости  $C(T, H)$ . Показано, как изменяется индуцированное выделение тепла в наноструктуре при увеличении внешнего магнитного поля.

## Литература

1. Chenguang Huang, et al. // Supercond. Sci. Technol. 2023. 36 015008 10.1088/1361-6668/aca62e.
2. Ze Jing // AIP Advances. 10. 065236 (2020). 10.1063/5.0011356.
3. Bose S. and Ayyub P. // Rep. Prog. Phys. 77. 116503. (2014). 10.1088/0034-4885/77/11/116503.
4. A. E. Shitov, et al. // Phys. Scr. 2023. 98. 015835. 10.1088/1402-4896/acab95.
5. A. A. Bykov, et al. // Supercond. Sci. Technol. 2019. 10.1088/1361-6668/ab3db7.

# Прогресс технологии RFTES-детекторов

А. В. Меренков<sup>1</sup>, Т. М. Ким<sup>1</sup>, В. И. Чичков<sup>1</sup>, Л. С. Соломатов<sup>1</sup>, Н. Ю. Руденко<sup>1</sup>,  
С. В. Шитов<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

\*Sergey3e@gmail.com

В работе рассмотрено современное состояние исследований и разработок, связанных с созданием и оптимизацией прямых детекторов терагерцового диапазона аттоваттной чувствительности на основе отечественной технологии высокочастотного разогрева сверхпроводящего абсорбера током резонатора (RFTES). Проводится сравнение с известными сверхпроводящими детекторами, обсуждаются конкурентные преимущества и перспективы RFTES-детекторов для применения в интегральных схемах, включая многоэлементные изображающие матрицы, активные интегральные детекторы и источники термодинамического шума.

## Введение

При разработке новой технологии детектирования и визуализации сверхслабых терагерцовых сигналов, которую мы назвали Radio Frequency Transition Edge Sensor (RFTES), ставилась цель создать детектор, синтезирующий лучшие свойства таких зрелых технологий, как TES, MKID и HEDD. Базовый принцип работы аналогичен технологии TES, где регистрируется разогрев сверхпроводящей пленки вблизи ее критической температуры. Принцип частотной селекции каналов приема является базовым в радиотехнике, и в технологии MKID осуществляется с помощью планарных сверхпроводящих резонаторов (рис. 1). Из технологии HEDD «заимствована» активация сверхпроводящего перехода пленочного микромостика путем разогрева слабо связанной с решеткой электронной подсистемы (электронного газа). Фундаментальным преимуществом RFTES-технологии можно назвать предельно высокую чувствительность наряду с высокой стабильностью и быстродействием, для получения которых не требуется сквид-усилитель, а также удобство интеграции таких детекторов в изображающие FDM-матрицы с частотами считывания  $\sim 1$  ГГц. Поскольку в области сверхпроводящего перехода доминирует активный нелинейный СВЧ-импеданс, пиксели RFTES-матрицы (рис. 2), в отличие от матрицы MKID, не меняют резонансную частоту и мало чувствительны к нестабильности опорного генератора, что делает их управление проще. В добавок диапазон частот принимаемых сигналов RFTES простирается от единиц ГГц до ИК, а рабочие температуры могут быть повышены до 400 мК.

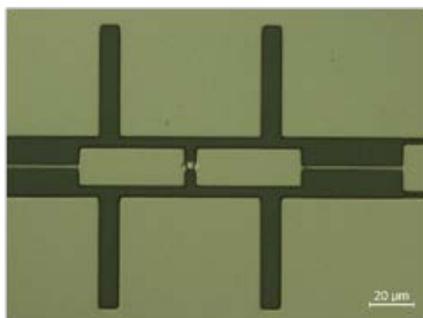


Рис. 1. Фотография чипа RFTES-детектора. На вставке с увеличением показана терагерцовая двухщелевая антенна с мостиком из гафния в центре. Четвертьволновой резонатор из ниобия на частоту 1,5 ГГц свернут для компактности

Эти черты RFTES благоприятствуют более широкому применению RFTES-детекторов как универсальных сенсоров, в том числе для фундаментальных исследований терагерцовых космических излучений, в частности с борта космических обсерваторий.



Рис. 2. Изображающая матрица RFTES-детекторов

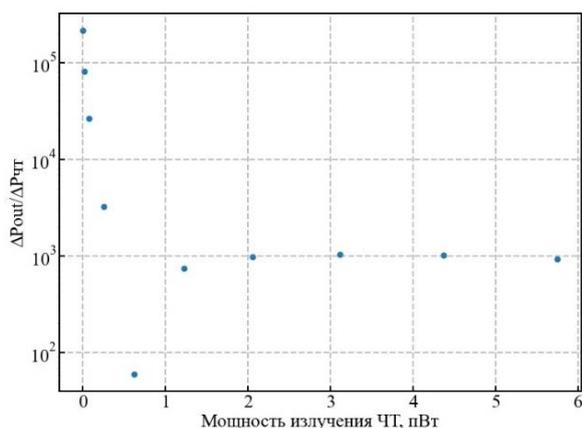
## Результаты

На площадке НИТУ МИСИС создан и продемонстрирован ряд экспериментальных образцов RFTES, чувствительность которых хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями для рекордных на сегодня HEDD-детекторов с электронным газом, а особенности описываются оригинальными математическими моделями, учитывающими эффект аномального скин-эффекта в тонких пленках сверхпроводящего гафния и электротермическую обратную связь в цепях опорного сигнала СВЧ. Используемые материаловедческие подходы позволили продемонстрировать тонкие (50–80 нм) неупорядоченные пленки гафния с критической температурой в диапазоне 200–400 мК; мостики из такого материала технологически совместимы с микрорезонаторами из ниобия  $Q \sim 10\,000$ , проявляя нелинейность, аналогичную сверхпроводящему переходу. Критическим этапом исследования стала демонстрация высокочастотного разогрева мостика током опорного сигнала  $\sim 1$  ГГц и плавного подавления сверхпроводимости. Расчеты подтвердили, что снижение крутизны сверхпроводящего перехода,  $dR/dT$ , не играет существенной роли. Измерения теплопроводности методом замещения теплового стока мощностью опорного сигнала при сохранении высокой добротности позволили убедиться, что электронная подсистема проявляет свойства электронного газа в диапазоне температур 100–

400 мК, а время отклика составляет  $\sim 3$  мкс. Оптическая чувствительность экспериментальных детекторов была исследована методом чернотельного излучателя в диапазоне частот 550–750 ГГц [1], составила  $NEP \sim 10^{-17}$  Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$  и практически совпала с теоретическими предсказаниями, что делает целесообразным исследование в направлении получения рекордных чувствительностей,  $NEP \sim 10^{-20}$  Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$ , а технологию RFTES интересной темой в области сверхпроводящих наносистем.

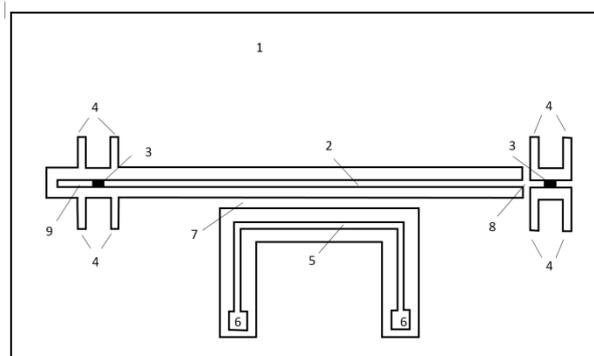
### Перспективные применения

Проведенная модификация детектора, в частности, замена короткого микромостика на тонкий подслои гафния с сужением, дала неожиданный и интересный результат. Возник эффект сильной кинетической индуктивности и так называемый мягкий нелинейный резонанс, позволяющий реализовать частотную характеристику с уникальной крутизной и, как следствие, с большим коэффициентом преобразования мощности входного сигнала на частоту несущей (рис. 3).



**Рис. 3.** Преобразование входного сигнала от черного тела (усиление) в RFTES-детекторе с сильным эффектом кинетической индуктивности

Еще одной интересной задачей с применением RFTES является интеграция двух детекторов в балансную конфигурацию [3]. Баланс поглощения двух микромостиков в резонаторе позволяет регистрировать только разностный сигнал, приходящий в двух близких направлениях. Дальнейшие перспективы видятся в создании активного детектора, описанного концептуально в работах [4] и [5]. Здесь скивд постоянного тока интегрирован в резонатор так, что достигается его согласование с резонатором, амплитуду которого контролирует RFTES-детектор. Таким образом мы получаем эффект помехозащищенного параметрического усиления выходного сигнала детектора и достигаем квантовой чувствительности всего устройства. Наконец, разогретый СВЧ-мощностью мостик может служить чернотельным излучателем на ТГц-частотах [2].



**Рис. 4.** Дифференциальный RFTES-детектор. На подложке 1 расположен резонатор 2, нагруженный двумя мостиками 3, концевой емкостью 9 и индуктором 8. Терагерцовые антенны 4, линия возбуждения 5 с контактами 6 и магнитная связь 7 обеспечивают смещение мостиков к  $T_c$

### Выводы

Результаты проведенных исследований прошли серьезную апробацию и легли в основу двух кандидатских диссертаций, защищенных в 2023 году. Перспективными устройствами на основе RFTES-технологии являются изображающие матрицы, термодинамические излучатели для их калибровки, а также новые интегральные устройства, как-то: дифференциальный детектор и активный детектор с встроенным параметрическим усилителем. Все эти темы и статус их разработки планируются к представлению на данной конференции в виде отдельных стендовых докладов.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках проекта «Квантовый интернет» №К2-2022-029 и программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

### Литература

1. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинин, С. В. Шитов // Физика твердого тела. 2022. V. 64(10). P. 1404. DOI:10.21883/FTT.2022.10.53081.50НН.
2. Т. М. Ким, А. В. Меренков, Ан. Б. Ермаков, Л. С. Соломатов, В. И. Чичков, С. В. Шитов. Устройства и методы измерения параметров RFTES-болметра // Журнал технической физики. 2023. Т. 7. С. 995 DOI: 10.21883/JTF.2023.07.55759.117-23. In English : Т. М. Kim, A. V. Merenkov, An. B. Ermakov, L. S. Solomatov, V. I. Chichkov, S. V. Shitov. Devices and methods for measuring parameters of RFTES bolometers // Technical Physics. 2023. Vol. 68, no. 7. P. 928. <https://journals.ioffe.ru/articles/56640>.
3. С. В. Шитов. Дифференциальный сверхпроводящий детектор : патент РФ на изобретение №2801920 от 28 декабря 2022.
4. С. В. Шитов. Активный сверхпроводящий терагерцовый детектор // Журнал технической физики. 2023. Т. 7. С. 988. DOI:10.21883/JTF.2023.07.55758.116-23.
5. С. В. Шитов. Активный сверхпроводящий детектор : патент РФ на изобретение №2801961 с приоритетом от 28 декабря 2022.

# Перспективы исследования джозефсоновского SFS $\varphi_0$ -перехода

Ю. М. Шукринов<sup>1,2,3,\*</sup>, Е. Коваленко<sup>4,\*\*</sup>, J. Tekić<sup>5,\*\*\*</sup>, К. В. Куликов<sup>1,2,\*\*\*\*</sup>,  
M. Nashaat<sup>1,6,\*\*\*\*\*</sup>

<sup>1</sup>ЛТФ, ОИЯИ, Дубна, Московская обл., 141980, Россия

<sup>2</sup>Университет Дубна, Московская обл., 141980, Россия

<sup>3</sup>МФТИ, Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия

<sup>4</sup>Центр для развития численных технологий, Красногорск, Россия

<sup>5</sup>Laboratory for Theoretical and Condensed Matter Physics - 020, "Vinc̃a" Institute of Nuclear Sciences, National Institute of the Republic of Serbia, University of Belgrade, P.O. Box 522, 11001, Belgrade, Serbia

<sup>6</sup>Department of Physics, Faculty of Science, Cairo University, 12613 Giza, Egypt

\*shukrinov@theor.jinr.ru, \*\*valinbox@gmail.com, \*\*\*jstecic@gmail.com, \*\*\*\*kulikov@theor.jinr.ru, \*\*\*\*\*sci\_phy\_majed@windowslive.com

Проявление взаимосвязи сверхпроводимости и магнетизма в аномальных джозефсоновских переходах и возможность их использования в сверхпроводниковой спинтронике привлекает большое внимание. В докладе приводятся результаты недавних исследований динамики и вольт-амперных характеристик джозефсоновского SFS  $\varphi_0$  перехода. В частности, обсуждаются эффекты синхронизации джозефсоновских осцилляций и магнитной прецессии в ферромагнитном слое под действием внешнего электромагнитного излучения. Демонстрируется возникновение гистерезисных и хаотических явлений в магнитной динамике  $\varphi_0$ -перехода и их проявление на вольт-амперной характеристике.

## Введение

Сосуществование и взаимное влияние сверхпроводимости и магнетизма в течение длительного времени остается одной из наиболее актуальных проблем физики конденсированного состояния [1–3]. Интересный аспект этой проблемы проявляется в физике аномального джозефсоновского перехода, где реализуется прямая связь джозефсоновской фазы и намагниченности. Это приводит к джозефсоновскому ферромагнитному резонансу с уникальными свойствами, в частности, возникновению шапироподобных ступенек на ВАХ [4–6], различным устойчивым магнитным траекториям [7], проявлению нелинейных свойств осциллятора Даффинга [8]. Интересные перспективы открываются в области сверхпроводниковой спинтроники, в частности, основанные на перевороте магнитного момента сверхпроводящим током [9, 10], на проявлении свойств маятника Капицы при  $\varphi_0$ -переходе [11]. Внешнее излучение приводит к возникновению дополнительных резонансных пиков, свойства которых зависят от периодического сигнала и динамики джозефсоновского перехода [12].

В настоящем докладе нами представлены результаты недавних исследований динамики и вольт-амперных характеристик джозефсоновского SFS  $\varphi_0$ -перехода под действием внешнего электромагнитного излучения [5, 13]. Новым элементом в рассмотрении данной проблемы является учет магнитной компоненты излучения.

## Результаты

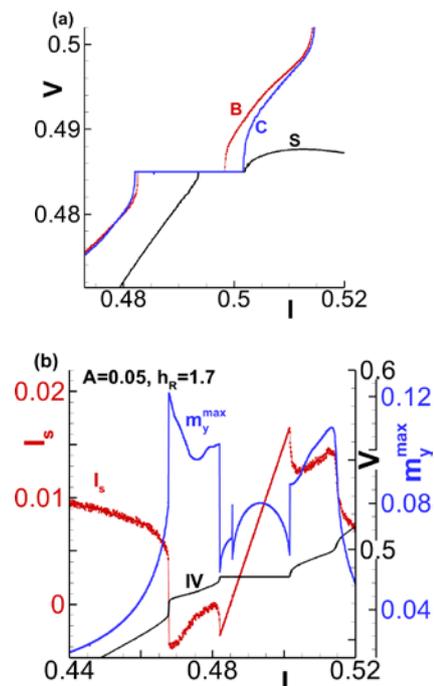
Исследование динамики намагниченности в  $\varphi_0$ -переходе под действием внешнего электромагнитного излучения проводилось на основе решения системы уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта – Джозефсона [5, 8] с эффективным полем:

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{K}{M_0} Gr \sin\left(\varphi - r \frac{M_y}{M_0}\right) \hat{\mathbf{y}} + \left( \frac{K}{M_0} + \frac{M_z}{M_0} - H_R \sin\left(\varphi - r t\right) \right) \hat{\mathbf{z}}$$

где  $G = E_J / (KV)$  представляет собой отношение джозефсоновской энергии к энергии магнитной анизотропии. Легкая ось ферромагнетика и градиент спин-орбитального потенциала направлены вдоль оси  $z$ .

В этом случае  $\varphi_0$  пропорционален  $y$ -компоненте намагниченности ферромагнетика  $M$ . Переход находится под действием линейно поляризованного излучения с частотой  $\Omega_R$ , а магнитная составляющая  $H_R$  параллельна оси  $z$ .

На рис. 1 представлено влияние электрической и магнитной составляющей внешнего излучения на ВАХ в области ферромагнитного резонанса, когда частота ферромагнитного резонанса близка к джозефсоновской, т. е. когда  $\omega_F \approx \omega_J$ . Мы демонстрируем три случая: 1) только эффект электрической компоненты (ступенька Шапиро), 2) магнитной компоненты (ступенька Буздина), 3) как электрической, так и магнитной компонент (химерная ступенька). Во всех случаях ступенька постоянного напряжения появляется при  $\omega_R = V = 0,458$ . Однако ширина ступеньки Шапиро



**Рис. 1.** Эффекты внешнего излучения: *a* – части IV характеристики, демонстрирующие ступеньку Буздина, ступеньку Шапиро и химерную ступеньку; *b* – химерная ступенька на IV характеристике и ее проявление на зависимостях  $m_y^{\max}(I)$  и  $I_s(I)$  при  $A = 0,05$ ,  $h_r = 1,7$ ,  $r = 0,5$

меньше ступеньки Буздина и химерной ступеньки для заданных параметров модели  $A = 0,05$ ,  $h_R = 1,7$ . Кроме того, мы видим, что ширина химерной ступеньки не является тривиальной суммой ступенек Шапира и Буздина.

На рис. 1, б показаны среднее напряжение  $V$ , максимальное значение магнитной компоненты  $m_y^{\max}$  и сверхпроводящий ток  $I_s$  вдоль химерной ступени как функции тока смещения при его уменьшении. Результаты показывают, что  $m_y^{\max}$  в текущем интервале, соответствующем химерной ступени, обнаруживает интересную «пузырьчатую» особенность.

Такое специфическое поведение является результатом двух конкурирующих эффектов, влияющих на магнитный момент в области ФМР. То есть джозефсоновские осцилляции создают прецессию магнитного момента, а ее амплитуда возрастает вместе с током, при этом прецессирующий магнитный момент также испытывает воздействие магнитной составляющей внешнего излучения. Кроме того, синхронизация джозефсоновских осцилляций магнитной составляющей внешнего излучения проявляется на зависимости сверхпроводящего тока вдоль химерной ступеньки.

## Выводы

Таким образом, магнитная и электрическая составляющие внешнего излучения возбуждают прецессию магнитного момента, которая затем посредством взаимной связи синхронизирует джозефсоновские осцилляции. В результате, и джозефсоновские осцилляции, и магнитная прецессия синхронизованы вдоль химерной ступеньки.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

## Литература

1. A. S. Mel'nikov, S. V. Mironov, et al. // *Phys. Usp.* 65, 12 (2022).
2. I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, M. A. Silaev // *J. Phys. Condens. Matter.* 34, 353001 (2022).
3. Yu. M. Shukrinov // *Phys. Usp.* 65, 317 (2022).
4. M. Nashaat, A. E. Botha, and Yu. M. Shukrinov // *Physical Review. B.* 97(22), 224514 (2018).
5. S. A. Abdelmoneim, Yu. M. Shukrinov, K. V. Kulikov, H. ElSamman, and M. Nashaat // *Physical Review. B.* 106, 014505 (2022).
6. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, V. S. Stolyarov, V. I. Chichkov, M. Silaev, I. V. Shchetinin, A. A. Golubov, V. V. Ryazanov, A. V. Ustinov, and M. Yu. Kupriyanov // *Physical Review Applied.* 14 (2), 024086 (2020); I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, O. V. Emelyanova, I. V. Shchetinin, V. V. Ryazanov, A. A. Golubov, and V. S. Stolyarov // *Physical Review Applied.* 19 (3), 034025 (2023).
7. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, and K. Sengupta // *Physical Review. B.* 99(22), 224513 (2019).
8. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, A. Janalizadeh, and M. R. Kolahchi // *Physical Review. B.* 104(22), 224511 (2021).
9. Yu. M. Shukrinov, I. R. Rahmonov, K. Sengupta, and A. Buzdin // *Appl. Phys. Lett.* 110, 182407 (2017).
10. A. A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha, and Yu. M. Shukrinov // *Phys. Rev. Applied.* 14, 014003 (2020).
11. Yu. M. Shukrinov, A. Mazanik, I. R. Rahmonov, A. E. Botha and A. Buzdin // *Europhysics Letters.* 122, 37001 (2018).
12. K. V. Kulikov, D. V. Anghel, M. Nashaat, M. Dolineanu, M. Sameh, and Yu. M. Shukrinov // *Cond-mat arXiv:2307.10989* (2023).
13. Yu. M. Shukrinov, E. Kovalenko, J. Tekic, K. Kulikov, and M. Nashaat // *Cond-mat arXiv: 2308.03701* (2023).

# Исследование емкостных и индуктивных элементов с помощью высокочастотных сверхпроводниковых резонаторов

Р. А. Юсупов\*, Л. В. Филиппенко, М. Ю. Фоминский, В. П. Кошелец

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009  
\*yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Предложен и реализован метод измерения электрических параметров элементов интегральных схем с помощью высокочастотных сверхпроводниковых резонаторов. Изготовлены структуры, состоящие из копланарной волноводной линии с подключенными к ней емкостным способом резонаторами. Измерены спектры прохождения СВЧ-сигнала по такой линии. Проведено сравнение численного расчета тестовых структур со спектрами прохождения, измеренными в эксперименте. Определены значения емкостей связи линии передачи с резонаторами. Определены параметры нагрузок резонаторов, представляющие собой емкостные и индуктивные элементы. Проведены анализ полученных значений и оценка достоверности используемой методики.

## Введение

В настоящее время актуальным является создание квантовых сверхпроводниковых устройств. Одним из основных вариантов реализации таких устройств являются интегральные схемы на основе ниобиевых джозефсоновских переходов [1]. Кроме джозефсоновских переходов, в таких схемах часто используются резистивные шунты, а также емкостные и индуктивные элементы. Изготовление таких элементов с расчетными значениями электрических параметров представляет собой весьма актуальную задачу. Несмотря на то что электродинамика таких элементов хорошо рассчитывается аналитически, реальные параметры изготовленных элементов могут заметно отличаться от расчетных и поэтому требуют уточнения в эксперименте. Например, в схеме джозефсоновского параметрического усилителя бегущей волны (ДПУБВ), основанного на цепочке ВЧ СКВИДов [2], важны реальные значения индуктивности и емкости в каждой ячейке, которые определяют такие критичные параметры устройства, как импеданс линии. Ранее проведенные исследования [3] показывают, что непосредственное определение индуктивных параметров элементов ДПУБВ из измерений на постоянном токе не является достаточно надежным и точным методом. В данной работе обсуждается и используется альтернативная (СВЧ) схема измерения параметров с помощью высокочастотных копланарных резонаторов, нагруженных исследуемыми элементами. Этот метод позволяет определить необходимые электрические параметры элементов непосредственно на рабочих частотах схемы.

Схема измерения индуктивных и емкостных элементов представлена на рис. 1. Частота  $\omega_0$  ненагруженного (заземленного) резонатора с высокой точностью рассчитывается аналитически или с помощью численного моделирования СВЧ-устройств, например, с применением AWR Microwave Office. Подключение к концу резонатора емкости или индуктивности приводит к сдвигу частоты резонатора соответственно вверх,  $\omega_1 > \omega_0$ , или вниз,  $\omega_2 < \omega_0$ . Данный сдвиг частоты также рассчитывается аналитически и, следовательно, позволяет определить импеданс нагрузки резонатора.

В рамках этих исследований было разработано несколько типов дизайна чипов, как с одинаковыми по длине резонаторами, так и резонаторами разной длины,

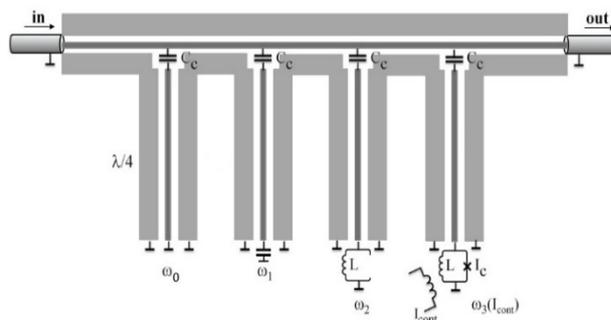
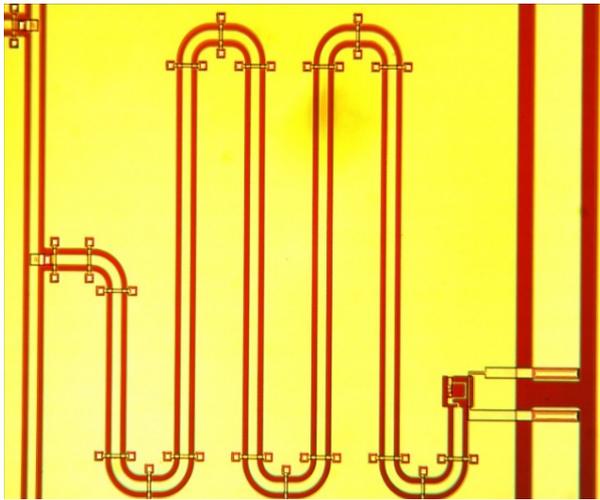


Рис. 1. Схема подключения четвертьволновых копланарных резонаторов с разной нагрузкой к копланарной линии

изначально настроенными на разные частоты. Основной дизайн представляет собой копланарную линию, к которой через равные промежутки посредством одинаковых емкостей подключено 4 резонатора одинаковой длины (4500 мкм). Конец одного из резонаторов закорочен на землю, в то время как концы остальных резонаторов закорочены через исследуемые элементы. Параметры схемы были выбраны с расчетом получить спектр с высокочастотными резонансами в полосе частот 4–8 ГГц. Предварительный расчет схемы с элементами, расположенными на кремниевой подложке ( $\epsilon = 11,9$ ) с толщиной 500 мкм и с металлическим слоем с обратной стороны, проведен в AWR Microwave Office.

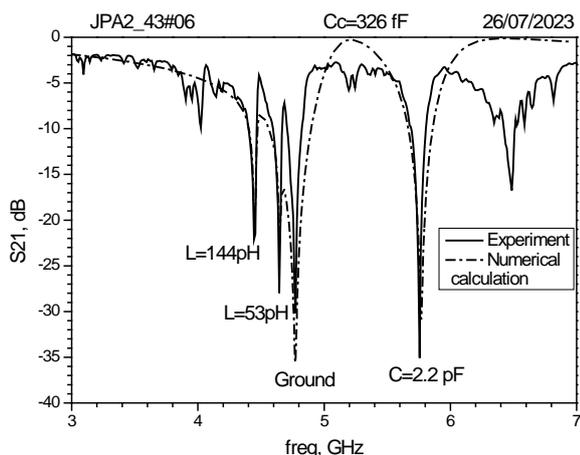
## Экспериментальные образцы и результаты измерений

По разработанному дизайну в ИРЭ РАН были изготовлены тестовые схемы по ниобиевой технологии (рис. 2). Нанесение пленок проводилось магнетронным распылением, структура слоев была создана с помощью метода «взрывной литографии». Использована оригинальная технология для создания диэлектрической прослойки емкостей методом анодирования, что позволило создать компактные сосредоточенные конденсаторы. Измерения изготовленных структур проводились при температуре 4,2 К в специальной зонд-вставке в транспортном гелиевом сосуде Дьюара. Образец методом бондирования подключался к печатной плате, в которой СВЧ-сигнал распространялся по микрополосковой линии.



**Рис. 2.** Вид одного из четырех четвертьволновых резонаторов, подключенных емкостным образом к копланарной линии. Центральная копланарная линия имеет длину 2500 мкм, ширину 20 мкм и зазор 10 мкм

Измерительная головка с платой подключалась к зонду-вставке через SMP-разъемы. Дополнительные фильтры и аттенюаторы в СВЧ-тракте не использовались. Измерения параметров прохождения сигнала через схему проводились с помощью векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZNB20 на частотах до 20 ГГц. Простая схема измерений без дополнительных фильтров и аттенюаторов в СВЧ-тракте позволила получить добротность резонансов до 5000. По положению резонанса закороченного резонатора определялось значение емкости связи резонатора и линии передачи (рис. 3). Использование оригинальной технологии позволило получить высокое значение удельной емкости конденсатора связи (8 фФ/мкм<sup>2</sup>). Считая, что все емкости связи имеют одинаковое значение, можно определить значение нагрузки в численном расчете, при котором экспериментальные и расчетные пики кривых совпадают по частоте.



**Рис. 3.** Экспериментально измеренный коэффициент прохождения сигнала по копланарной линии S21 и результат его численного расчета с учетом емкости мостов и подобранным значением  $C_c$  для данного образца

**Таблица 1.** Значения индуктивностей, определенные разными способами

Структура	ВЧ СКВИД 24 мкм
Геометрическая индуктивность по $1,25\mu_0 d$	34,4 пГн
Геометрическая индуктивность InductEx с подводкой	64 пГн
ПТ СКВИД аналогичного размера	7–17 пГн
ВЧ-измерения, одиночный элемент	65 пГн – 32 серия 53 пГн – 43 серия
ВЧ-измерения, три элемента	155 пГн – 32 серия 144 пГн – 43 серия

Индуктивные элементы представляли собой одиночный ВЧ СКВИД (см. рис. 2) и три последовательно соединенных ВЧ СКВИДа. Значения, полученные в эксперименте, хорошо согласуются с расчетными значениями (табл. 1).

### Выводы

Проведенные исследования показали, что разработанные и изготовленные образцы с нагруженными резонаторами пригодны для исследований индуктивных и емкостных элементов схем с применением достаточно простой схемы СВЧ-измерений. Емкости, через которые произведено подключение резонаторов, обеспечили требуемую связь резонаторов с копланарной линией при сохранении достаточно высокой добротности, что позволило отличать резонансы на близких частотах. Определены значения индуктивных и емкостных элементов, которые используются при разработке джозефсоновских параметрических усилителей.

При исследовании была использована уникальная научная установка «Криоинтеграл» № 352529.

### Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-10262. <https://rscf.ru/project/23-79-10262/>.

### Литература

1. Kleiner R., et al. Superconducting quantum interference devices: State of the art and applications // Proceedings of the IEEE. 2004. V. 92, no. 10. P. 1534–1548.
2. Zorin A. B. Josephson traveling-wave parametric amplifier with three-wave mixing // Physical Review Applied. 2016. V. 6, no. 3. P. 034006.
3. Yusupov R. A., et al. Experimental Study of Elements of a Josephson Traveling-Wave Parametric Amplifier on SQUID Chains // Physics of the Solid State. 2022. V. 64, no. 8. P. 467–473.

СЕКЦИЯ 2

---

## **Магнитные наноструктуры**

# Магнитокалорический эффект в переменных магнитных полях

А. М. Алиев\*, А. Г. Гамзатов

Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, ул. М. Ярагского, 94, 367003  
\*lowtemp@mail.ru

В работе приводится обзор современного состояния исследований магнитокалорического эффекта в переменных магнитных полях. Особое внимание уделено результатам исследования магнитокалорического эффекта в слабых переменных магнитных полях, явлениям деградации магнитокалорического эффекта под действием переменных магнитных полей, а также влияния частоты изменения магнитного поля на величину магнитокалорического эффекта.

Исследования магнитокалорического эффекта (МКЭ) начались более ста лет назад, но интерес к этому эффекту в настоящее время только растет. Исследование МКЭ имеет как фундаментальный, так и прикладной характер. С фундаментальной точки зрения, исследование МКЭ позволяет получить важную информацию о характере магнитного упорядочения, обменных и магнитокристаллических взаимодействиях, об изменениях магнитных структур под действием магнитного поля. С прикладной точки зрения, интерес к МКЭ обусловлен возможностью создания твердотельных магнитных холодильных машин.

В настоящее время для исследования МКЭ используются различные методы, как косвенные, так и прямые. Наиболее часто для оценок магнитокалорических характеристик используют температурные и магнитопольевые зависимости намагниченности, и с помощью соотношений Максвелла делается косвенная оценка МКЭ. Максимальных значений величин изменения температуры и энтропии следует ожидать в окрестностях магнитных фазовых переходов. Вблизи температуры фазового перехода первого рода, в силу необратимости фазовых переходов, соотношение Максвелла становится некорректным, и вычисленные значения изменения энтропии с помощью соотношений Максвелла приводят к получению сильно завышенных значений. Поэтому наиболее достоверные оценки МКЭ можно получать только прямым методом. Но классические прямые методы также имеют ряд недостатков, прежде всего – малую температурную чувствительность, в силу чего для исследований требуются массивные образцы и сильные магнитные поля. С фундаментальной точки зрения наиболее интересные результаты можно получить в слабых магнитных полях, в которых классическим прямым методом сложно исследовать МКЭ. С другой стороны, в реальных магнитных холодильных машинах магнитокалорические материалы будут подвергаться долговременному (как минимум несколько лет) периодическому воздействию магнитного поля, и необходимо знать о поведении материалов при таких условиях. Для таких исследований классический прямой метод тоже неудобен для использования. Поэтому возникла необходимость разработки новой методики измерения МКЭ, с высокой температурной чувствительностью и возможностью исследования МКЭ в долговременных циклических магнитных полях. В данном докладе приводятся описания

разработанной нами методики прямого измерения МКЭ в циклических магнитных полях, разработанных различных источников циклических магнитных полей, а также полученные основные результаты, в том числе:

- результаты исследования МКЭ в слабых переменных магнитных полях,
- результаты исследования влияния долговременного приложения циклического магнитного поля на магнитокалорические свойства материалов,
- результаты исследования влияния частоты магнитного поля на МКЭ и некоторые другие результаты.

Результаты исследования МКЭ в слабых переменных магнитных полях показывают, что сдвиг фазы между приложенным магнитным полем и температурным откликом образца зависит от рода магнитных фазовых переходов, и с помощью этого параметра можно определить род магнитных фазовых переходов. Кроме того, сдвиг фазы оказывается высокочувствительным параметром к некоторым фазовым переходам, которые слабо проявляются на температурных и магнитопольевых зависимостях других параметров. В частности, спин-переориентационные переходы часто слабо проявляются на намагниченности, теплоемкости, электропроводности и т. д. Результаты исследования влияния долговременно приложенного магнитного поля показывают, что во многих материалах, которые считались перспективными для технологии магнитного охлаждения, наблюдается эффект деградации МКЭ, что ограничивает прикладное использование данных материалов. Показано, что явлению деградации МКЭ подвержены материалы с магнитоструктурными фазовыми переходами. Результаты исследования влияния частоты магнитного поля показывают, что уменьшение величины МКЭ с ростом частоты проявляет большинство магнитокалорических материалов с переходами как первого, так и второго рода. Во многих материалах, несмотря на уменьшение величины МКЭ с ростом частоты, охлаждающая мощность растет с частотой, и верхний предел рабочих частот магнитных холодильников может достигать десятков герц.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 24-43-00156, <https://rscf.ru/project/24-43-00156>.

# Синхротронная мессбауэровская рефлектометрия и рентгеноструктурное исследование ультратонких пленок $\text{YFeO}_3$

М. А. Андреева<sup>1,\*</sup>, В. В. Изюров<sup>2</sup>, А. П. Носов<sup>2</sup>, Р. А. Баулин<sup>1</sup>, И. В. Грибов<sup>2</sup>,  
И. А. Субботин<sup>3</sup>, О. А. Кондратьев<sup>3</sup>, Э. М. Пашаев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, 119991

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990

<sup>3</sup>Курчатовский институт, пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

\*Mandreeva1@yandex.ru

По температурным зависимостям магнитного сверхтонкого поля  $B_{\text{HT}}$  определены значения температуры Нееля для основной орторомбической фазы в пленках  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  разной толщины (от 4 до 40 нм). Анализ изменения соотношения интенсивностей линий в магнитном секстете с температурой позволяет проследить за последовательным разворотом направления антиферромагнитных осей в  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  к плоскости поверхности в функции температуры и толщины.

## Введение

Ортоферрит иттрия  $\text{YFeO}_3$  является одним из активно используемых в микроэлектронике антиферромагнитных (АФМ) материалов [1]. Большинство исследований выполнено для объемных образцов  $\text{YFeO}_3$ , в то время как современные технологии используют тонкие пленки, но в этих объектах изменение магнитных свойств с толщиной нетривиально. В докладе представлены результаты исследования ультратонких монокристаллических пленок ортоферрита  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  на синхротроне ESRF и в Курчатовском центре.

## Результаты

Ультратонкие пленки  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  получены магнетронным напылением на подложке  $r\text{-Al}_2\text{O}_3$  в ИФМ РАН. Клиновидные пленки имели градиентно-варьируемые толщины в пределах 2,5–4,1 нм, 6–11 нм, 8–23 нм, 23–40 нм. Ширина пучка СИ составляла 11 мкм, так что при поперечном к градиенту толщины образцов положении пучка СИ вариацией толщины можно было пренебречь. Мессбауэровские спектры измерялись методом рефлектометрии с использованием синхротронного мессбауэровского источника на ESRF (станция ID18) при температурах от 3,5 до 273 К и от 273 до 700 К.

На спектрах отражения кроме секстета, характеризующего  $\text{YFeO}_3$ , обнаружен дополнительный секстет, соответствующий меньшему магнитному сверхтонкому полю (рис. 1). Изменения спектров с температурой и под действием внешнего поля позволили выяснить, что по меньшей мере 3 секстета в различной пропорции характеризуют спектры в зависимости от толщины  $\text{YFeO}_3$  пленки [2]. Мессбауэровские параметры для двух дополнительных секстетов соответствуют ферримагнетику  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG), имеющему два положения для атомов Fe (орто- и тетраэдрическое) в элементарной ячейке с заселенностью 2:3.

Дополнительные дифракционные измерения, проведенные в Курчатовском институте для пленок аналогичных толщин [2], подтвердили наличие  $Pnma$ -структуры, характерной для ортоферрита  $\text{YFeO}_3$ . Пленки оказались если не полностью монокристаллическими, то сильно текстурированными с наибольшей осью  $c$  (0,76032 нм), перпендикулярной

поверхности пленки для большинства образцов (но не для всех). Были также обнаружены дополнительные рефлексы, соответствующие  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  включениям, и рефлексы, характеризующие гексагональную модификацию  $\text{YFeO}_3$ .

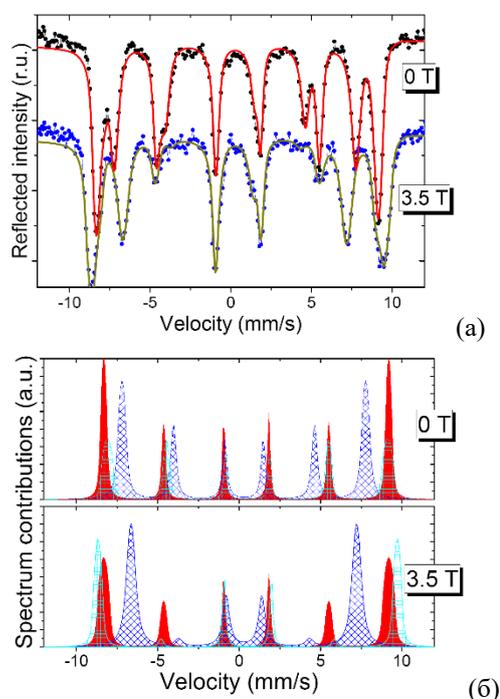
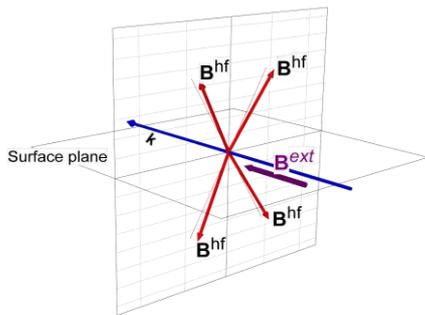


Рис. 1. Мессбауэровские спектры отражения от  $\sim 40$  нм пленки  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  при угле скольжения  $\theta = 2,1$  мрад без внешнего поля и с полем 3,5 Тл, приложенным вдоль пучка излучения. Измерения при 3,6 К. Спектры сдвинуты по вертикали (а). Секстеты, соответствующие  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  (темный) и  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (светлый и штрихованный), полученные при подгонке спектров отражения (б)

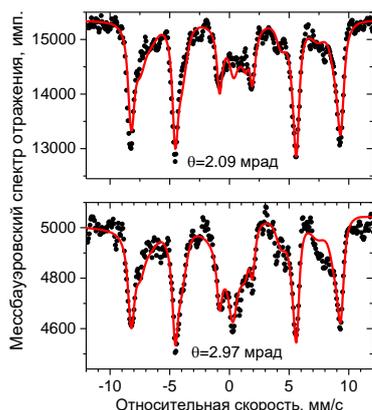
Под действием внешнего магнитного поля 3,5 Тл, приложенного вдоль пучка, секстет  $\text{YFeO}_3$  практически не изменяет расщепление (рис. 1, б). Можно заключить, что АФ-ось в  $\text{YFeO}_3$  ориентируется практически перпендикулярно внешнему полю (рис. 2). Два других секстета изменяют расщепление противоположным образом, эффективные поля на ядрах изменяются с  $\sim 46,4$  на  $\sim 43$  Тл и с  $\sim 53,4$  на  $\sim 57$  Тл, т. е. ферримагнитная ось YIG выстраивается вдоль поля.



**Рис. 2.** Ориентация сверхтонкого поля  $B_{hf}$  на 4 ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в элементарной ячейке  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  (конфигурация  $Gx\text{AyFz}$  в соответствии с [3]) во внешнем поле 3,5 Тл

Выполнен анализ температурных зависимостей мессбауэровских спектров отражения в интервале от 3,6 до 773 К [4], которые показали уменьшение температуры Нееля  $T_N$  при уменьшении толщины пленок. Для толщин пленок  $\sim 28$  нм,  $\sim 6,5$  нм и  $\sim 4$  нм получены значения  $T_N = 593 \pm 2$ ,  $580 \pm 2$  и  $567 \pm 2$  К соответственно (для объемного образца  $T_N \cong 650$  К). Определено значение критического параметра  $\beta \cong (0,28 \div 0,3) \pm 0,02$ , оказавшееся несколько меньше значения для объемного ортоферрита (0,34). Трансформация спектров, в частности появление в центре зеемановского секстета квадрупольного дублета, начиная уже с 66 К для самой тонкой пленки, и увеличение его площади при дальнейшем повышении, свидетельствует о последовательном переходе из АФМ в суперпарамагнитное состояние для отдельных кластеров или областей примесных фаз в пленках.

Обнаружено также последовательное изменение ориентации АФМ-осей в  $\text{Y}^{57}\text{FeO}_3$  с температурой, так что угол, задающий направление сверхтонкого поля  $B_{hf}$  относительно плоскости поверхности, изменяется в среднем от  $\sim 63^\circ$  до  $\sim 45^\circ$ , т. е. с ростом температуры вектор  $B_{hf}$  приближается к поверхности.



**Рис. 3.** Спектры отражения, измеренные при двух углах скольжения: 2,09 и 2,97 мрад (пленка  $\sim 4$  нм, 3,6 К)

Мессбауэровские спектры отражения, измеренные при углах скольжения в области критического угла полного внешнего отражения (в частности, представ-

ленные на рис. 1, а), характеризуют в основном ультратонкие приповерхностные слои пленок толщиной порядка  $\sim 3 \div 5$  нм. С увеличением угла скольжения глубина проникновения излучения возрастает, при этом вклад в спектр отражения рассеяния от более глубоких слоев возрастает. Эффект селективности по глубине спектров, измеренных при разных углах скольжения, иллюстрирует рис. 3. В спектре, измеренном при большем угле скольжения 2,97 мрад, заметно увеличивается доля дублетов в центральной части спектра. Обработка спектров показала, что парамагнитная структура присутствует в основном в области интерфейса с подложкой в слое с толщиной порядка  $\sim 1$  нм на глубине  $\sim 3$  нм. Это заключение является важным для учета реальной структуры интерфейсов в наногетероструктурах на основе АФМ-материалов, которая влияет на процессы спин-зависающего рассеяния на границах раздела слоев.

## Выводы

Несмотря на сложности обработки мессбауэровских спектров отражения, работа продемонстрировала уникальные возможности мессбауэровской рефлектометрии в анализе кристаллической структуры и магнитных характеристик ультратонких пленок  $\text{YFeO}_3$ . Были надежно идентифицированы основная структура и наличие включений YIG, охарактеризована спиновая структура и выявлено наличие спин-ориентационного перехода. Размытие интервала перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние выявило существенную неоднородность пленок, а также было наглядно продемонстрировано изменение магнитных характеристик в функции толщины пленок  $\text{YFeO}_3$ .

## Финансирование

Авторы выражают благодарность администрации ESRF за возможность выполнения экспериментов на станции ID18 и персонально А. И. Чумакову, проводившему эксперимент, в котором авторы участвовали в дистанционном режиме в период действия ограничений, связанных с COVID. Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ (тема «Функция», № 122021000035-6) и при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ по гранту № 075-15-2021-1353.

## Литература

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. 015005-1-57.
2. M. A. Andreeva, R. A. Baulin, A. P. Nosov, I. V. Gribov, V. V. Izurov, O. A. Kondratev, I. A. Subbotin, E. M. Pashaev // *Magnetism (MDPI)*. 2022. V. 2. P. 328–339.
3. R. L. White // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40(1). P. 1061–1069.
4. В. В. Изюров, А. П. Носов, И. В. Грибов, М. А. Андреева // *Физика металлов и металловедение*. 2023. Т. 124, № 7. С. 566–576.

# Возбуждение выборочных спектров прецессии намагниченности в магнетонных кристаллах с помощью высокочастотных лазерных импульсов

А. Е. Безменова<sup>1,\*</sup>, С. В. Луценко<sup>1</sup>, И. В. Савочкин<sup>1</sup>, С. А. Евстигнеева<sup>1</sup>,  
В. Н. Бержанский<sup>2</sup>, В. И. Белотелов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь, 295007

\*evgenyantyushin@ipmras.ru

В работе представлено экспериментальное исследование возбуждения спиновых волн в магнетонных кристаллах с помощью лазерных импульсов в феррите-гранате. Продемонстрировано возбуждение выборочных спектров, а также представлено микромагнитное моделирование динамики намагниченности в магнетонных кристаллах различных конфигураций для высокоимпульсного режима возбуждения.

## Введение

На сегодняшний день, когда разрабатывается все больше новых магнетонных элементов, позволяющих расширить рабочий функционал таких устройств, магнетонные девайсы находятся в активной стадии развития. Принцип работы таких устройств основан на возбуждении магнетонов, представляющих собой квантовые возбуждения спиновой системы, которые могут передаваться через материал в виде спиновых волн. Сейчас хорошо изучены магнетонные волноводы различных форм [1, 2], с помощью которых возможно управлять направлением распространения спиновых волн; разработаны концепции магнетонной логики, основанной на конструктивной и деструктивной интерференции [3, 4]. На данный момент уделяется большое внимание еще одному типу разрабатываемых магнетонных девайсов, концепция которых была взята из оптических систем, а именно фотонных кристаллов. На сегодняшний день фотонные кристаллы хорошо изучены, они позволяют легко выделить определенные длины волн оптического спектра благодаря наличию запрещенных зон в кристалле. Так как волновой природой обладает не только оптическое излучение, то такая концепция была применена для магнетонных систем со спиновыми волнами. Большим преимуществом использования такой концепции в магнетонных системах является тот факт, что спиновые волны зависят от приложенного внешнего магнетонного поля, что приводит к вариативности разрешенного диапазона спиновых волн, то есть можно управлять характеристиками магнетонного кристалла с помощью магнетонного поля. Лучшим материалом для создания магнетонных кристаллов являются пленки ЖИГ благодаря чрезвычайно малым потерям. В данной работе демонстрируются экспериментальные исследования возбуждения динамики намагниченности в магнетонных кристаллах методом «накачка-зондирование», вытравленных в пленке  $(\text{Bi}_{1.1}\text{Y}_{0.9}\text{Lu}_{1.0}\text{Fe}_{4.5}\text{Sc}_{0.5}\text{O}_{12})$  толщиной 2,1 мкм с помощью ультракоротких фемтосекундных лазерных импульсов. Также в работе представлено микромагнитное моделирование на базе микромагнитного пакета Muthax3, демонстрирующее выборочное возбуждение спектров динамики намагниченности для высокоимпульсного режима возбуждения с частотой накачки 10 ГГц.

## Результаты

Были исследованы системы микродисков диаметром 10 и 15 мкм с составом  $(\text{Bi}_{1.1}\text{Y}_{0.9}\text{Lu}_{1.0}\text{Fe}_{4.5}\text{Sc}_{0.5}\text{O}_{12})$  толщиной 2,1 мкм, соединенных между собой перетяжкой 2 мкм (рис. 1). Методом «накачки-зондирования» были проведены экспериментальные исследования зависимости амплитуды динамики намагниченности от частоты возбуждаемой прецессии для закрепленных систем микродисков с перемычкой (магнетонных кристаллов), для уединенных микродисков таких же размеров, а также для простой пленки (рис. 2). Для случая возбуждения динамики намагниченности в магнетонных кристаллах (график красного цвета) и в уединенных дисках (график черного цвета) диаметром 10 мкм присутствовали резонансные усиления амплитуды динамики намагниченности от возбуждаемой частоты.

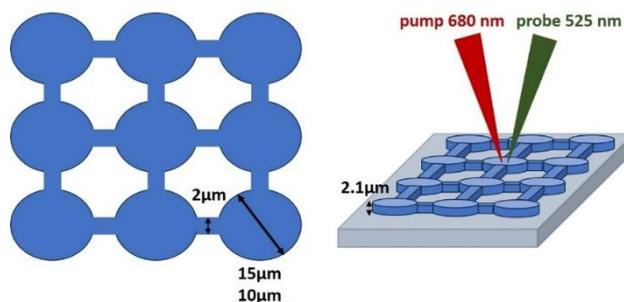
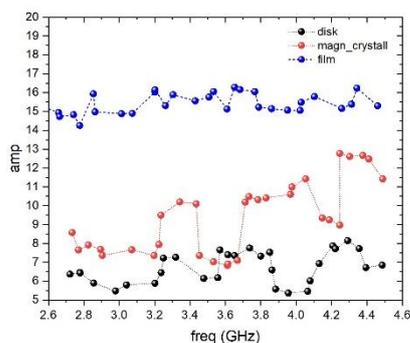
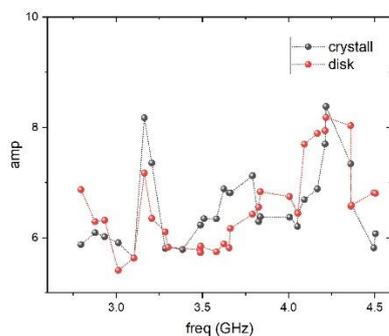


Рис. 1. Схематическое изображение связанных магнетонных дисков

При этом присутствующие амплитудные резонансы для связанной магнетонной системы не соответствовали возбуждениям стоячих мод диска такого же размера, что означало появление запрещенных зон, аналогично обычным магнетонным кристаллам. При увеличении диаметра связанных дисков до 15 мкм становится заметно, что зависимость амплитуды от частоты стремится к зависимости одиночного диска (рис. 3), так как на таких масштабах теряется связь с соседними дисками.

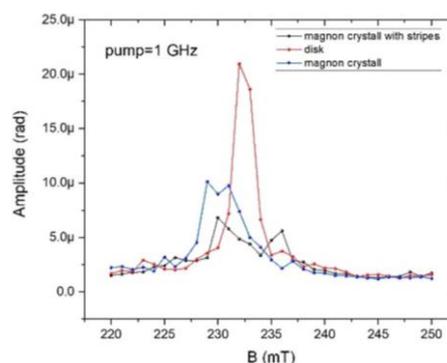


**Рис. 2.** Зависимость амплитуды динамики намагниченности для диска 10 мкм и микроструктуры с размером диска 10 мкм от частоты



**Рис. 3.** Зависимость амплитуды динамики намагниченности для диска 15 мкм и микроструктуры с размером диска 15 мкм от частоты

Следующим этапом исследования связанных магнитных дисков было изучение выборочно возбуждающихся спектров прецессии намагниченности под действием многоимпульсного режима возбуждения, когда собственная частота динамики намагниченности сопоставима с лазерной частотой накачки, которая составляла 1 ГГц. Первая периодическая система представляла собой систему из дисков диаметром 5 мкм, расположенных на расстоянии 1,5 мкм друг от друга, вторая система содержала диски диаметром 5 мкм с перемычками толщиной 1,5 мкм. Из рис. 4 видно, что для периодических систем возникало расщепление по сравнению с возбуждением в одиночном диске.



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды динамики намагниченности для диска 15 мкм и микроструктуры с размером диска 15 мкм от частоты

## Выводы

В работе продемонстрировано выборочное возбуждение спектров динамики намагниченности в системе из связанных магнитных дисков диаметром 10 мкм. Показано спектральное расщепление возбуждающихся частот для магнитных дисков по сравнению с уединенными дисками.

## Финансирование

Экспериментальная часть исследований была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-62-10024. Микромагнитное моделирование было выполнено при поддержке фонда БАЗИС № 22-2-2-44-1.

## Литература

1. A. A. Kolosvetov et al. Concept of the optomagnonic logic operation // *Physical Review Applied*. 2022. V. 18, no. 5. P. 054038.
2. A. I. Chernov et al. All-dielectric nanophotonics enables tunable excitation of the exchange spin waves // *Nano letters*. 2020. V. 20, no. 7. P. 5259–5266.
3. C. Liu et al. Long-distance propagation of short-wavelength spin waves // *Nature communications*. 2018. V. 9, no. 1. P. 738.
4. J. R. Hortensius et al. Coherent spin-wave transport in an antiferromagnet // *Nature physics*. 2021. V. 17, no. 9. P. 1001–1006.

# Магнитоупругий эффект в субмикронных частицах Ni, сформированных на поверхности кристалла трибората лития

Д. А. Бизяев\*, А. П. Чукланов, Н. И. Нургазизов, А. А. Бухараев, Е. О. Кудрявцева

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, 420029  
\*dbiziaev@inbox.ru

В работе получены экспериментальные данные о величине поля переключения для двух ориентаций субмикронных Ni-частиц относительно кристаллических осей подложки из монокристалла трибората лития и внешнего магнитного поля. Исследовалось влияние наведенной одноосной упругой деформации, обусловленной анизотропным термическим расширением подложки, на величину поля переключения таких частиц при двух температурах 30 и 45 °С. Проведено компьютерное моделирование поведения поля переключения Ni-частиц от их ориентации относительно внешнего магнитного поля и кристаллических осей трибората лития. Анализ полученных данных показал, что увеличение или уменьшение величины поля переключения намагниченности частиц существенно зависит от их ориентации. В результате были определены углы ориентации частиц, при которых наблюдается как минимальное поле переключения при заданной температуре, так и максимальное изменение поля переключения при разных температурах, и угол, при котором наведенная деформация не оказывает влияния на величину поля переключения.

## Введение

Одной из проблем использования субмикронных магнитных частиц в стрейнтронике (в запоминающих или логических устройствах) является поворот их намагниченности на 180 градусов и сохранение в этом состоянии после такого переключения. Известным методом решения этой проблемы является использование магнитоупругого эффекта при комбинированном воздействии внешнего магнитного поля и деформации частицы за счет использования пьезоэлектрической подложки, на которой частица расположена [1].

В свое время мы предложили использовать для создания магнитоупругого эффекта в планарных микрочастицах разность в термических коэффициентах расширения по разным осям у монокристаллических подложек. Одной из перспективных подложек для таких исследований, на наш взгляд, является триборат лития ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , далее LBO), так как он обладает существенно отличающимися коэффициентами термического расширения вдоль разных кристаллографических осей. Вследствие чего, при небольшом изменении температуры, такой кристалл может создавать в сформированных на его поверхности частицах достаточно большие одноосные деформации [2].

## Методика

В настоящей работе исследовалось влияние наведенной упругой деформации в частицах никеля (Ni) на величину поля переключения при двух ориентациях внешнего магнитного поля относительно длинной оси частицы. Отдельно расплавленные частицы прямоугольной формы с размерами  $900 \times 300 \times 30$  нм были сформированы методом зондовой литографии, описанным ниже. Они имели квазиоднородную намагниченность (по данным МСМ-измерений, полученным ранее) [2]. Частицы были сформированы таким образом, что их стороны были расположены вдоль кристаллографических осей LBO подложки. Были сформированы два массива частиц: в одном массиве длинная сторона частиц была направлена вдоль оси  $x$  кристалла, во втором вдоль оси  $z$  кристалла.

Для улучшения адгезии Ni с подложкой, а также для снятия электростатического заряда при проведе-

нии измерений с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ) на поверхность LBO была предварительно напылена сплошная пленка титана толщиной 5 нм. Во время МСМ измерений данная пленка заземлялась. Напыление Ni проводилось при температуре 35 °С через плотно прижатую к поверхности образца металлическую сетку с квадратными отверстиями размером 7,5 мкм, расстояния между ними составляло 7,2 мкм. Далее с помощью сканирующей зондовой литографии из отдельной квадратной микрочастицы размером 7,5 мкм формировался массив субмикронных частиц прямоугольной формы, т. е. весь лишний металл фактически соскребался с поверхности подложки иглой сканирующего зондового микроскопа (так называемая «scratching» методика).

Плоскость, на которой формировались частицы, была образована осями кристалла  $x$  и  $z$ . Согласно данным производителя (HG Optronics), коэффициенты термического расширения LBO вдоль оси  $x$   $\alpha_x = 10,8 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ , вдоль оси  $z$   $\alpha_z = 3,4 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ .

Для исследований использовался сканирующий зондовый микроскоп Ntegra, для литографии – алмазные зонды «D300» (SCDprobes), для МСМ измерений – низкомоментные магнитные зонды «PPP-LM-MCMR» (Nanosensor). Также, для снижения влияния МСМ зонда на исследуемые частицы, все МСМ измерения выполнялись в однопроводном режиме. СЗМ позволял в процессе магнитно-силовых измерений создавать постоянное магнитное поле до  $\pm 0,08$  Тл в плоскости образца и нагревать его от комнатной температуры до 150 °С.

Было проведено компьютерное моделирование поля переключения частицы в зависимости от ориентации наводимой одноосной деформации и внешнего магнитного поля. При этом как на эксперименте, так и при моделировании внешнее магнитное поле прикладывалось всегда вдоль оси  $z$  кристалла в направлении, противоположном направлению проекции намагниченности частицы на данную ось.

## Результаты

Проведенные эксперименты показали, что при нагревании образца выше 35 °С (температура формирования частиц) в частице происходит наведение

магнитоупругой анизотропии, направленной вдоль оси  $z$  кристалла. И для частиц, длинная сторона которых направлена вдоль этой оси, поле переключения в данном направлении увеличивается. Если частица ориентирована вдоль оси  $z$  короткой стороной, то ее поле переключения вдоль этой оси уменьшается. При охлаждении образца ниже  $35\text{ }^\circ\text{C}$  магнитоупругая анизотропия наводится вдоль оси  $x$  кристалла, и поведение поля переключения частицы меняется на противоположное. Полученные экспериментальные данные о поведении поля переключения частиц при изменении температуры образца представлены в табл. 1. Разность полей переключения вычислялась по формуле:  $\Delta B_{sw} = |B_{sw}(T_1) - B_{sw}(T_2)|$ .

Таблица 1. Зависимость поля переключения ( $B_{sw}$ ) и разности полей переключения ( $\Delta B_{sw}$ ) от температуры и угла ( $\varphi$ ) между длинной стороной частицы и осью  $z$  кристалла

Температура, $^\circ\text{C}$	$\varphi$ , градусы	$B_{sw}$ , мТл	$\Delta B_{sw}$ , мТл
30	0	7	4
45	0	11	4
30	90	45	15
45	90	20	15

Для определения возможных критических углов ориентации частицы относительно одноосной деформации и прикладываемого внешнего магнитного поля относительно ее сторон было решено провести компьютерное моделирование поведения частицы в магнитном поле с помощью программы OOMMF [3]. В качестве шаблона для моделирования бралось реальное изображение одной из полученных частиц. При моделировании, как и на эксперименте, деформация в частице отсутствовала при температуре  $35\text{ }^\circ\text{C}$ . Направление длинной стороны частицы менялось с шагом  $10$  градусов по отношению к внешнему магнитному полю и оси  $z$  кристалла. Вблизи критических точек шаг снижался до  $5$  градусов. Результаты моделирования приведены на рис. 1.

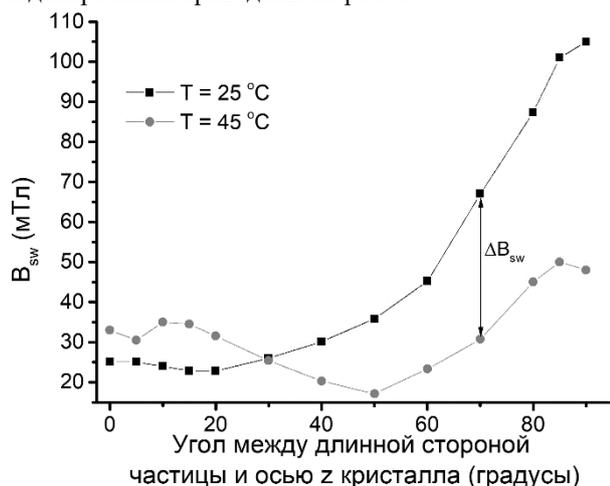


Рис. 1. Зависимость величины поля переключения ( $B_{sw}$ ) от ориентации длинной стороны частицы относительно оси  $z$  кристалла при двух температурах (моделирование в OOMMF). Точки соединены линиями для наглядности восприятия

Компьютерное моделирование показало, что увеличение или уменьшение величины поля переключения намагниченности существенно зависит от ориентации наведенных деформаций относительно длинной стороны частиц. При ориентации частицы под углом  $30$  градусов наведенные деформации не влияют на изменение величины поля переключения. При угле  $50$  градусов наблюдается локальный минимум, при котором достигается наименьшая величина поля переключения ( $B_{sw}$ ). Как и на эксперименте, максимальное изменение в разности полей переключения ( $\Delta B_{sw}$ ) наблюдается при угле  $90$  градусов. Отличия в значениях полей переключения для модельных и экспериментальных частиц можно объяснить способом их изготовления, структурными особенностями и внутренними напряжениями. При моделировании учитывается только форма и размер частицы, остальные параметры не рассматриваются.

## Выводы

В ходе экспериментов и проведенного компьютерного моделирования было показано, что квазиоднородная намагниченность вытянутой прямоугольной частицы направлена приблизительно вдоль ее длинной стороны. При ориентации длинной стороны частицы относительно оси  $z$  кристалла в пределах от  $0$  до  $90$  градусов после переключения ее намагниченности вдоль внешнего магнитного поля и последующего его снятия с большой долей вероятности произойдет доворот направления намагниченности вдоль длинной стороны частицы, что приведет к переключению направления ее намагниченности на  $180$  градусов относительно начального состояния. Найдены три значимых угла ориентации длинной стороны частиц относительно оси  $z$  кристалла LBO. Угол приблизительно  $30$  градусов – при котором не происходит изменения величины поля переключения. Угол  $50$  градусов – в этом случае наблюдается наименьшая величина поля переключения при температуре  $45\text{ }^\circ\text{C}$ , при этом имеется большее изменение в разности полей переключения, чем при угле  $0$  градусов. Угол  $90$  градусов, обладающий максимальным значением разности полей переключения при изменении температуры.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-29-00085.

## Литература

1. А. Бухараев, А. Звездин, А. Пятаков, Ю. Фетисов // УФН. 2018. Т. 188. С. 1288–1330.
2. Д. Бизяев, А. Чукланов, Н. Нургазизов, А. Бухараев // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, вып. 8. С. 602–608.
3. M. Donahue, D. Porter. OOMMF User's Guide, Version 1.0. // Natl. Inst. Standards Technol., Gaithersburg, MD, USA (1999). <http://math.nist.gov/oommf>.

# Влияние давления на распространение поверхностной магнитоупругой волны в антиферромагнитной гетероструктуре в области спин-переориентационного фазового перехода

Т. В. Богданова<sup>1,2,\*</sup>, Д. В. Калябин<sup>1,3</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,3,4</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2,5</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 7, Долгопрудный, 141701

<sup>3</sup>НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>4</sup>Национальный исследовательский университет МЭИ, Москва, 111250

<sup>5</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, 410012

\*b09danowat@yandex.ru

Представлена модель, описывающая свойства распространяющихся поверхностных магнитоупругих волн в гетероструктуре, содержащей антиферромагнитный (АФМ) слой на немагнитной упругой подложке. Получена дисперсионная характеристика магнитоупругих волн в такой структуре, а также исследовано влияние давления на частоту магнитоупругого резонанса. Показано, что при приложении давления происходит уширение спектра в терагерцовой области и в гигагерцовой области – смещение частоты в более длинноволновую область. Полученные результаты могут быть использованы для создания устройств на основе АФМ-материалов для формирования и обработки сигналов в гигагерцовой и терагерцовой диапазонах частот.

## Введение

Использование таких свойств антиферромагнитных материалов (АФМ), как сверхбыстрая спиновая динамика, дает возможность разработки устройств обработки сигналов терагерцового диапазона частот [1, 2]. Антиферромагнитные материалы имеют преимущество перед другими магнитными материалами. АФМ-устройства привлекли большое внимание в связи с возможностью разработки высокоскоростных устройств обработки сигналов. Используя антиферромагнитные материалы, можно сдвинуть диапазон возбуждения спиновых и упругих волн до терагерцовых частот путем сильного обменного взаимодействия между магнитными подрешетками. Важно заметить, что в магнетиках эти типы волн связаны (эффект взаимного влияния спиновой и решеточной подсистем). Изучение распространения волн в таких материалах также представляет интерес для практических приложений, поскольку можно использовать преимущества как магнитных, так и упругих волн.

Магнитные АФМ-структуры могут обладать некомпенсированным полным магнитным моментом, слабым ферромагнетизмом, и были описаны впервые Дзялошинским и Мория [3, 4].

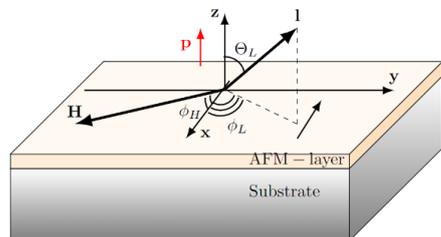


Рис. 1. Геометрия структуры тонкого слоя АФМ (IrMn) толщиной  $d = 6$  мкм на упругой подложке ( $\text{LiNbO}_3$ )

Также продолжают интенсивно исследоваться фазовые переходы (ФП), в частности магнитные ФП в магнитоупорядоченных средах. Среди ФП особое место занимают фазовые переходы типа «порядок-порядок» – спин-переориентационные, или ориентационные фазовые переходы (ОФП) [5]. ОФП могут быть обусловлены изменением, например, внешних

упругих напряжений. Такие фазовые переходы всегда сопровождаются изменением магнитной симметрии кристалла. Для создания контролируемых устройств представляет возможность управления свойствами магнитоупругих волн АФМ-структуры с помощью деформаций. Однако в предыдущих работах меньше внимания уделено вопросу о влиянии механических деформаций на частоты квазиферро- и антиферромагнитных мод в области ОФП.

В более ранней работе [6] рассмотрено распространение магнитоупругих волн Лява в структуре АФМ-упругая подложка (рис. 1), но было сделано допущение, что давление не меняет основное состояние вектора Нееля. В данной работе сделан акцент на изменение основного положения вектора антиферромагнетизма и выход его из плоскости кристалла.

## Результаты

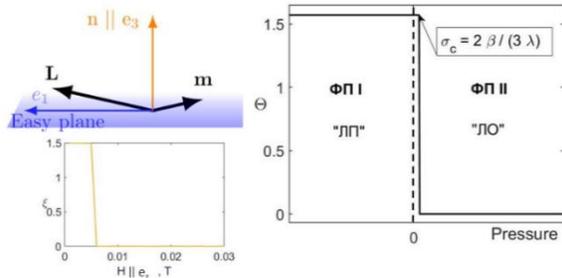
В гетероструктуре, содержащей тонкий магнитный слой АФМ на упругой подложке, могут распространяться связанные магнитоупругие волны типа Лява. Для решения задачи о поиске основного состояния представим векторы  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  в сферических координатах. Пусть  $\theta_L$  – это угол между вектором  $\mathbf{l}$  и осью  $z$ ,  $\varphi_H$  – угол между  $\mathbf{H}$  на ось  $x$ ,  $\varphi_L$  – угол между проекцией  $\mathbf{l}$  на плоскость  $[\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y]$ ,  $\xi$  – это угол между проекцией  $\mathbf{m}$  и проекцией  $\mathbf{l}$  на плоскость  $[\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z]$ , а также введем длину вектора  $\eta = \frac{|\mathbf{m}|^2}{2M_0}$ , где  $M_0$  – намагниченность насыщения. Можно записать энергию антиферромагнетика в общем случае в сферических координатах, вводя обозначения на рис. 1. Для передачи внешних деформаций можно выбрать пьезоэлектрическую подложку и подавать напряжения через электроды. Тогда при приложении электрического поля механические напряжения в подложке будут воздействовать на магнитную подсистему АФМ-слоя.

Динамика намагниченностей подрешеток для АФМ-материалов со слабым ферромагнетизмом описывается с помощью стандартных уравнений Ландау – Лифшица. Однако в силу малой величины вектора намагниченности  $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$  и  $\mathbf{l}^2 = 1 - \mathbf{m}^2 \approx 1$ ,

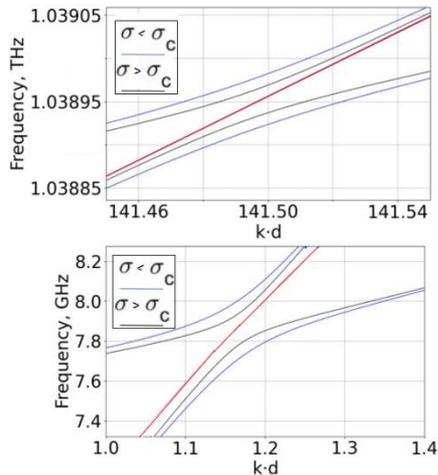
где  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}$ ,  $\mathbf{l} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}$ , где  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  намагниченность двух подрешеток, систему уравнений векторов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  можно свести к уравнению движения только антиферромагнитного вектора  $\mathbf{l}$ , которое может быть получено из свободной энергии:

$$W_{AFM} = \frac{1}{2} \epsilon m^2 - \beta_1^2 (\mathbf{l} \cdot \mathbf{n})^2 + \mathbf{m} \cdot [\mathbf{d} \times \mathbf{l}] - 2 H_0 (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_H) - \frac{1}{6} \beta' \left( (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_x)^2 - (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_y)^2 \right) \left( 4 \left( (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_x)^2 - (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_y)^2 \right)^2 - 3 \right) - \frac{1}{2} \lambda \sigma (\mathbf{l} \cdot \mathbf{e}_z)^2, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  – однородная обменная константа,  $\mathbf{l}$  – антиферромагнитный вектор,  $\mathbf{m}$  – вектор намагниченности,  $H_0$  – внешнее магнитное поле,  $\beta_1$  и  $\beta'$  – константы одноосной и гексагональной анизотропий,  $\lambda$  – магнито-стрикционная постоянная и  $\sigma$  – внешнее давление, приложенное вдоль оси  $\mathbf{y}$ , и  $\mathbf{d}$  – вектор Дзялошинского – Мория. В энергию антиферромагнетика включены следующие слагаемые: однородный обмен, анизотропия, энергия взаимодействия Дзялошинского – Мория,



**Рис. 2.** Зависимость равновесных углов  $\theta$  и  $\xi$  от постоянно внешнего магнитного поля и давления для  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ . Составлено с учетом направления внешнего магнитного поля ( $H \parallel \mathbf{y}$ )  $\perp$  ( $H_A \parallel \mathbf{z}$ )



**Рис. 3.** Зависимость резонансной частоты от внешнего магнитного поля при давлениях  $\sigma < \sigma_c$  и  $\sigma > \sigma_c$  для  $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ . Составлено с учетом направления внешнего магнитного поля ( $H \parallel \mathbf{y}$ )  $\perp$  ( $H_A \parallel \mathbf{z}$ )

Зеемана и наведенной магнитострикции. Поскольку изменение энергии при повороте из одного кристаллографического направления в другое определяется константами магнитной анизотропии, условия возникновения спин-переориентационных переходов, как правило, определяются некоторыми соотношениями между константами анизотропии (рис. 2, 3).

Для численного расчета мы используем следующие параметры АФМ-слоя IrMn и подложки-LiNbO<sub>3</sub>:  $d = 6$  мкм,  $\rho_1 = 15,6$  г·см<sup>-3</sup>,  $\rho_2 = 4,65$  г·см<sup>-3</sup>,  $C_{44}^{(1)} = 5,02 \cdot 10^{10}$  Па,  $C_{44}^{(2)} = 6,1 \cdot 10^{10}$  Па,  $M_0 = 970$  Гс,  $d_z = 1,01 \cdot 10^{-9}$  Э · см<sup>-3</sup>,  $b = 7 \cdot 10^7$  Па,  $\gamma = 1,76 \cdot 10^7$  Гц·Э<sup>-1</sup>,  $H_E = 1,4 \cdot 10^3$  Э.

## Выводы

В настоящей статье было рассмотрено распространение магнитоупругих волн Лява в тонком слое антиферромагнетика на упругой подложке, когда на пленку оказано внешнее давление. Для численных оценок использовались материалы: АФМ-слой – IrMn и упругая подложка – LiNbO<sub>3</sub>. При приложении давления к АФМ-структуре происходит уширение спектра в терагерцовой области и в гигагерцовой области; смещение частоты в более длинноволновую область; увеличивается магнитоупругая щель, собственная частота колебаний магнитных подрешеток АФМ ферромагнитной моды. Исследование структур, содержащих тонкий слой АФМ, расширяет перспективы применения и разработки магнитоупругих датчиков, магнитных носителей для записи информации и запоминающих устройств.

## Финансирование

Теоретический расчет выполнен благодаря финансовой поддержке проекта (FSMG-2023-0006), а численное моделирование произведено при финансовой поддержке проекта РФФ № 23-79-00016 (<https://rscf.ru/project/23-79-00016/>).

## Литература

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler // J. Phys. D : Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001.
2. S. A. Nikitov, A. R. Safin and D. V. Kalyabin, et al. // Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 945–974.
3. I. Dzyaloshinsky // J. Phys. Chem. Solids. 1958. V. 4. P. 241–255.
4. T. Moriya // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 228–230.
5. K. P. Belov, A. K. Zvezdin and A. M. Kadomtseva, et al. // Usp. Fiz. Nauk. 1976. V. 119. P. 447–486.
6. T. V. Bogdanova, D. V. Kalyabin and A. R. Safin, et al. // Physics of the Solid State. 2023. V. 7. P. 1102.

# Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочной структуре Metglas/Langatate/Metglas

Е. В. Болотина<sup>1,\*</sup>, Д. В. Савельев<sup>1</sup>, М. В. Джапаридзе<sup>1</sup>, А. В. Турутин<sup>2</sup>, И. В. Кубасов<sup>2</sup>, Л. Ю. Фетисов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454

<sup>2</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049

\*ekaterina.bolotina1@mail.ru

В работе исследован резонансный магнитоэлектрический эффект в тонкопленочной структуре аморфный ферромагнетик/лангатат/аморфный ферромагнетик. Максимальные магнитоэлектрические коэффициенты составили  $\alpha = 173,4$  В/(Э·см),  $\alpha^{(2)} = 8$  В/(Э<sup>2</sup>·см),  $\alpha^{(3)} = 2$  В/(Э<sup>3</sup>·см).

## Введение

Исследования магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композитных структурах, состоящих из соединенных между собой пьезоэлектрического (ПЭ) и ферромагнитного (ФМ) слоев, перспективны для создания высокочувствительных датчиков магнитных полей [1]. Данный эффект заключается в возникновении электрической поляризации в образце при помещении его в магнитное поле [2]. В слоистых композитных структурах эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ-слоя и пьезоэлектрического эффекта в ПЭ-слое. ФМ-слой деформируется под действием внешнего магнитного поля (магнитострикционный эффект), как следствие происходит растяжение или сжатие (зависит от знака магнитострикции) ПЭ-слоя, который жестко скреплен с ФМ-слоем, что приводит к электрической поляризации структуры из-за прямого пьезоэлектрического эффекта.

На величину МЭ-эффекта в такого рода структурах оказывает влияние множество факторов, таких как, например, магнитные и пьезоэлектрические характеристики слоев. Важным является метод соединения слоев. Наиболее распространенным является метод склейки, который не обеспечивает максимально эффективную передачу деформаций между слоями [2]. Поэтому актуальным является переход к созданию тонкопленочных композитных структур.

Данная работа посвящена исследованию резонансных линейных и нелинейных МЭ-эффектов в композитной структуре с ФМ-слоями, осажденным на поверхность ПЭ-подложки.

## Описание образца и методика измерений

Композитная структура представляет собой подложку из монокристалла лангатата, на который с двух сторон осажден слой аморфного магнитного сплава толщиной 1,5 мкм каждый. Размеры структуры в плоскости составляли  $21,3 \times 4,7$  мм. Толщина  $a_p \approx 0,4$  мм. Слой аморфного ферромагнетика наносили в НИТУ МИСиС методом высокочастотного (13,56 МГц) магнетронного распыления мишени на установке SUNPLA-40TM (Seoul, Republic of Korea) при комнатной температуре и мощности 200 Вт. Для напыления использовали мишень состава  $Fe_{70}Co_8Si_{12}B_{10}$  диаметром 50 мм. Мишень охлаждали в атмосфере ионизированного аргона при давлении в камере 0,5 Па. Скорость напыления пленки составляла  $\sim 1$  нм/мин.

Исследования МЭ-эффекта проводили динамическим методом [3]. Постоянное поле величиной до 100 Э создавали кольца Гельмгольца, переменное поле амплитудой до 0,06 Э – вторая пара колец Гельмгольца. Поля были коллинеарны друг другу и направлены вдоль длинной стороны структуры. Генерируемое МЭ-напряжение поступало на предусилитель SR560 со входным импедансом 100 МОм, который работал как фильтр с частотой среза 100 Гц и коэффициентом усиления  $k = 1$ . После этого сигнал с выхода предусилителя с импедансом 50 Ом поступал на вольтметр со входным сопротивлением 1 МОм. Для исследования нелинейных МЭ-эффектов напряжение, генерируемое образцом, измеряли с помощью осциллографа Tektronix TDS 3032B.

## Результаты

На первом этапе были измерены характеристики линейного МЭ-эффекта. На рис. 1 приведена амплитудно-частотная характеристика МЭ-напряжения в структуре при  $h = 0,06$  Э и в постоянном поле  $H = 3$  Э. Наблюдался только один пик вблизи частоты  $f_0 \approx 115,43$  кГц, соответствующей первой моде продольных колебаний структуры, с амплитудой  $u = 420$  мВ и добротностью  $Q = f/\Delta f = 3610$ , где  $\Delta f$  – ширина пика на уровне 0,7. Максимальный МЭ-коэффициент в линейном режиме составил  $\alpha = u/(a_p h) \approx 173,4$  В/(Э·см), что в 2 раза больше, чем для аналогичной структуры, предложенной в статье [4]. Это объясняется различным отношением толщин слоев ПЭ к ФМ.

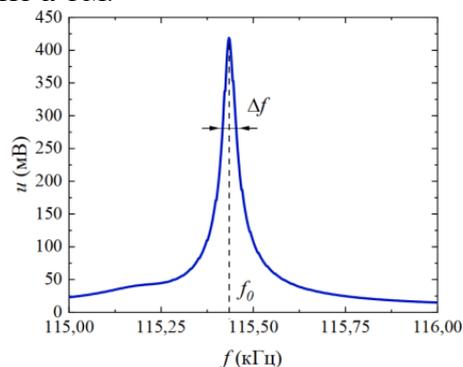
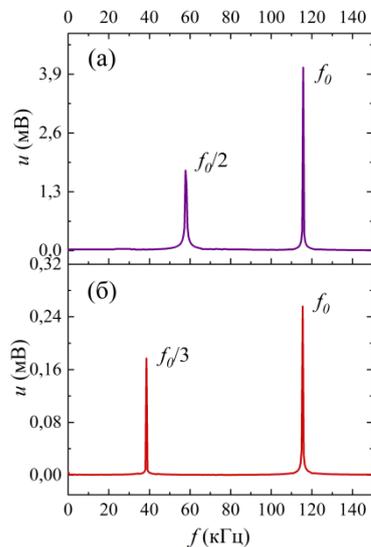


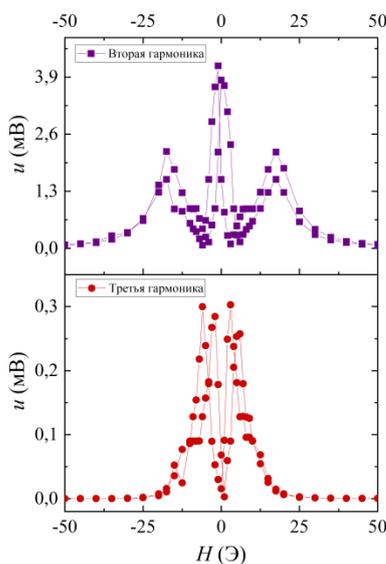
Рис. 1. Зависимость МЭ-напряжения  $u$  от частоты магнитного поля накачки  $f$  амплитудой  $h = 0,06$  Э при постоянном поле  $H = 3$  Э

На следующем этапе было проведено исследование нелинейного эффекта резонансной генерации

гармоник МЭ-напряжения. Структуру возбуждали гармоническим полем с частотой, кратной частоте резонанса  $f = f_0/n$  (где  $n = 2, 3 \dots$ ) и регистрировали спектры частот генерируемого напряжения. На рис. 2 приведены спектры частот генерируемого МЭ-напряжения при частотах возбуждающего поля: а)  $f = f_0/2 = 57,72$  кГц ( $h = 0,11$  Э,  $H = 0$  Э) и б)  $f = f_0/3 = 38,48$  кГц ( $h = 0,155$  Э,  $H = 4$  Э).

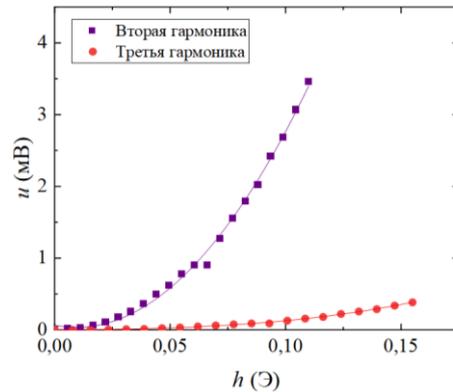


**Рис. 2.** Спектры частот МЭ-напряжения при возбуждении структуры магнитным полем с частотой  $f_0/2$  (при  $h = 0,11$ ,  $H = 0$  Э) (а),  $f_0/3$  (при  $h = 0,155$ ,  $H = 4$  Э) (б)



**Рис. 3.** Зависимость МЭ-напряжения от постоянного магнитного поля  $H$ , измеренная на частотах:  $f_0/2$ ,  $f_0/3$  в переменном магнитном поле  $h = 0,11$  и  $0,155$  Э соответственно

На рис. 4 представлены зависимости амплитуд гармоник  $u_2$  и  $u_3$  от амплитуды возбуждающего поля  $h$ . Величина постоянного поля  $H$  для каждой кривой соответствует максимуму напряжения на полевых зависимостях (рис. 3):  $H_{m2} = 0$  Э и  $H_{m3} = 4$  Э соответственно. Как можно заметить, амплитуда второй гармоники растет квадратично  $u_2 \sim h^2$ , а амплитуда 3-й гармоники растет как  $u_3 \sim h^3$ . Степенная зависимость амплитуд гармоник от возбуждающего поля  $u_n \sim h^n$  согласуется с [5].



**Рис. 4.** Зависимость МЭ-напряжения от переменного магнитного поля  $h$ , измеренная на частотах:  $f_0/2$ ,  $f_0/3$  в постоянном магнитном поле  $H = 0$  Э,  $4$  Э соответственно

## Выводы

В работе исследованы линейный и нелинейный МЭ-эффект в тонкопленочной структуре, состоящей из кристалла лангатата с напыленными с обеих сторон пленками аморфного ферромагнетика. Получены МЭ-коэффициенты:  $\alpha = 173,4$  В/(Э·см),  $\alpha^{(2)} = 8$  В/(Э<sup>2</sup>·см),  $\alpha^{(3)} = 2$  В/(Э<sup>3</sup>·см). В линейном режиме коэффициент оказался больше в 2 раза, чем полученный ранее для аналогичной структуры, исследованной в статье [4].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-7910128-П.

## Литература

1. S. Kopyl, R. Surmenev, M. Surmeneva, Y. Fetisov, A. Kholkin // *Materials Today Bio*. 2021. V. 12. P. 100149.
2. Xianfeng Liang, et al. // *IEEE, Transactions on Magnetics*. 2021. V. 57, no. 8. P. 400157.
3. M. M. Vopson, Y. K. Fetisov, G. Caruntu, G. Shinivasan // *Materials*. 2017. V. 10, no. 8. P. 963.
4. L. Y. Fetisov, et al. // *Sensors*. 2023. V. 23, no. 9. P. 4523.
5. L. Y. Fetisov; Y. K. Fetisov; G. Sreenivasulu; G. Srinivasan // *J. Appl. Phys*. 2013. V. 113, no. 11. P. 116101.

# Локализованное возбуждение прецессии намагниченности в структурированных магнитофотонных кристаллах

О. В. Боровкова<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Колосветов<sup>2,3</sup>, А. Н. Калиш<sup>1,2</sup>, А. И. Чернов<sup>2,3</sup>,  
В. И. Белотелов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Территория Инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, ГСП-1, 119991

<sup>3</sup>Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\*o.borovkova@qtc.ru

В работе предложен подход для создания возбуждения прецессии намагниченности в структурированных магнитофотонных кристаллах (МФК), локализованного на масштабах до нескольких микрон. Показано, что локальное уменьшение толщины дефектного слоя в МФК на несколько десятков нанометров позволяет локализовать в поперечном направлении как световое поле проходящей циркулярно-поляризованной волны, так и возбуждаемое в результате обратного эффекта Фарадея эффективное магнитное поле. Предложенный дизайн МФК позволяет реализовать компактное расположение стабильных источников спиновых волн для задач магноники и спинтроники.

## Введение

Бурное развитие спинтроники и магноники требует создания разнообразных методов и подходов для управления намагниченностью в слоях магнитных материалов и генерации в них спиновых волн. Относительно недавно был предложен ряд методов, когда прецессия намагниченности возбуждается полностью оптическими методами за счет обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) [1, 2]. Особенно высокую эффективность с точки зрения величины и интенсивности возбуждаемого магнитного поля продемонстрировали магнито-фотонные кристаллы (МФК) [2], где происходит локализация светового поля в толще структуры МФК внутри тонкого слоя ферромагнетика, окруженного с двух сторон брэгговскими зеркалами [3, 4].

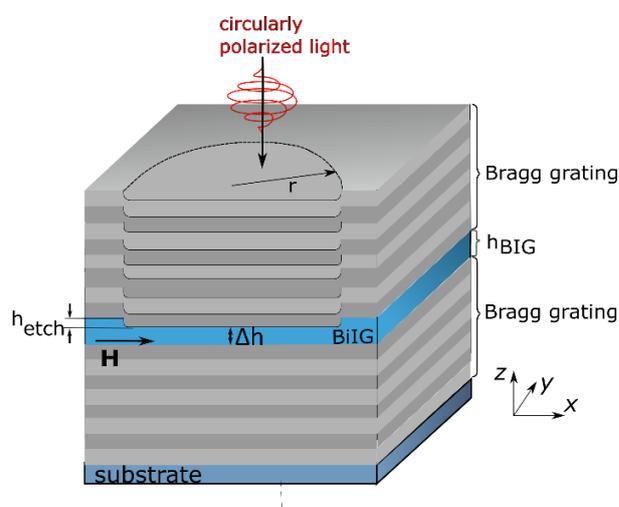
Недавно было показано, что вариации толщины магнитного слоя внутри МФК можно использовать для плавной перестройки рабочей частоты, на которой происходит локализация светового поля в дефектном слое, а также локализация эффективного магнитного поля [5]. Развитие этого подхода в данной работе позволило предложить локально уменьшить толщину магнитного слоя в МФК для того, чтобы добиться не только локализации светового поля поперек структуры МФК, но также и в плоскости магнитного слоя. Тем самым можно создать локализованную область, где излучение будет концентрироваться и создавать эффективное магнитное поле в ограниченной области в поперечном направлении.

## Схема рассматриваемой структуры

Принципиальная схема предложенной магнитофотонной наноструктуры с локально уменьшенной толщиной магнитного слоя приведена на рис. 1. Магнитный слой висмут-замещенного ЖИГ, показанный синим цветом, заперт сверху и снизу двумя брэгговскими зеркалами, показанными светло- и темно-серыми цветами. Каждое брэгговское зеркало состоит из четырех тонких слоев кварца ( $\text{SiO}_2$ ) и рутила ( $\text{TiO}_2$ ). Порядок слоев в МФК  $[4x(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)]/[\text{магнитный слой}]/[4x(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)]/[\text{GGG}]$ . Последний из указанных слоев представляет собой немагнитную подложку, в качестве которой выступает слой гадолиний-гал-

лиевого граната. Слои  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  имеют постоянную толщину, равную 98 и 80 нм соответственно. Немагнитная подложка считается полубесконечной.

Уменьшение толщины магнитного слоя выполняется в виде диска диаметром 1–4 мкм, хотя может иметь и другую форму, например, в виде эллипса или вообще с неровными границами. Толщина области травления (толщина удаляемого слоя магнетика) варьируется от 0 до 50 нм. Такое соотношение высоты удаляемого слоя к его диаметру позволяет свести к минимуму влияние краевых эффектов, приводящих к искажению светового и магнитного полей.



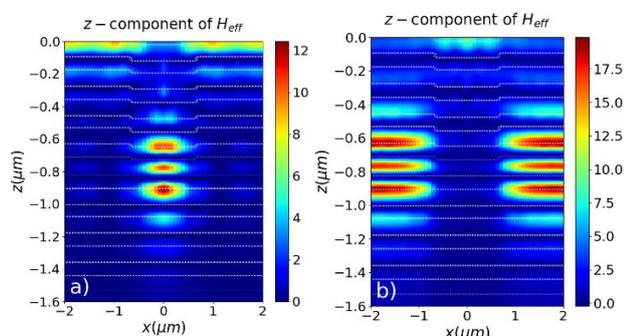
**Рис. 1.** Принципиальная схема фотонно-кристаллической наноструктуры со структурированием поверхности магнитного слоя (показан синим цветом), а именно, с локальным уменьшением толщины магнитного слоя. Магнитный слой заперт между двумя брэгговскими зеркалами (слои брэгговского зеркала показаны светло- и темно-серыми полосами). Размер областей, где локально уменьшен магнитный слой, показаны без соблюдения пропорций, чтобы сделать схему более наглядной. МФК находится на немагнитной подложке, показанной темно-синим цветом

Для возбуждения магнитного поля с помощью обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) структуру освещают циркулярно-поляризованным светом, как это показано на рис. 1.

Для наблюдения прецессии намагниченности образец помещают во внешнее постоянное магнитное поле, лежащее в плоскости магнитного слоя МФК.

## Результаты

При поверхностном структурировании магнитного слоя область с уменьшенной толщиной играет роль апертуры, через которую излучение либо проходит на рабочей частоте, либо оказывается подавленным из-за деструктивной интерференции. Это происходит вследствие совместного действия апертуры и находящегося под нею фотонного кристалла. В результате можно получить возбуждение дефектной моды и, как следствие, эффективного магнитного поля в строго ограниченной области в МФК или вне этой области. На рис. 2 приведен пример пространственного распределения вертикальной компоненты магнитного поля для двух различных длин волн. На левой панели магнитное поле испытывает локализацию в области под апертурой, на правой панели – в волне.



**Рис. 2.** Пространственное распределение нормированного эффективного магнитного поля в вертикальном сечении МФК при двух различных значениях длины волны входного излучения: *a* – 618 нм, при этом происходит возбуждение дефектной моды внутри области с уменьшенной толщиной магнитного слоя; *b* – 656 нм, возбуждение дефектной моды вне областей с уменьшенной толщиной магнитного слоя. Толщина слоя висмут-замещенного ИГ до травления 110 нм, глубина травления 30 нм. Белые штриховые линии показывают границы слоев

Пространственные профили распределения эффективного магнитного поля внутри наноструктуры

определяются размерами используемой апертуры и описываются дифракцией Френеля. Характерное для круглой апертуры чередование светлых и темных колец наблюдается не только в распределении светового поля, но и в профиле эффективного магнитного поля.

Для различных значений диаметра апертуры и глубины травления магнитного слоя были рассчитаны распределения магнитного поля, возбужденного при помощи ОЭФ, и затем рассчитаны параметры прецессии намагниченности в образце. Анализ полученных данных показывает, что чем более неоднородным в радиальном направлении будет распределение магнитного поля, тем большую амплитуду будет иметь прецессия намагниченности в магнитном слое.

## Выводы

Предложена методика управления намагниченностью ферромагнитной пленки и генерации спиновых волн при помощи пространственного структурирования магнитного слоя в МФК. Создание внутри МФК апертур для локализации света в заданных участках магнитного слоя позволяет создавать стабильные и компактные источники для генерации спиновых волн.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00310.

## Литература

1. A. Kirilyuk, A. Kimel, and T. Rasing // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2731.
2. M. Kozhaev, A. Chernov, D. Sylgacheva, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, V. Berzhansky, A. Zvezdin, and V. Belotelov // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 11435.
3. S. Kahl, A. Grishin // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 84. P. 1438.
4. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, M. Inoue // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93. P. 3906.
5. O. Borovkova, V. Belotelov // *Opt. Lett.* 2022. V. 47. P. 57.

# Возникновение взаимодействия Дзялошинского – Мория в центросимметричных ферромагнитных пленках

Д. В. Братанич<sup>1,2</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

Известно, что в тонких центросимметричных пленках типа Pt(Pd)/Co/Pt(Pd) существует поверхностно-индуцированное взаимодействие Дзялошинского – Мория (ВДМ). Следует ожидать, что наличие ВДМ обусловлено нанокристаллическими неоднородностями в таких структурах. В данной работе мы рассмотрели влияние упругих напряжений и смещения атомов ферромагнитного слоя в пленках Pt/Co/Pt в рамках модели Леви – Ферта и указали параметры, при которых константа ВДМ достигает величин, сравнимых с пленками Pt/Co.

## Введение

В настоящее время существует ряд экспериментальных свидетельств (наблюдение неелевских магнитных текстур) существования взаимодействия Дзялошинского – Мория (ВДМ) в формально центросимметричных системах [1–3]. Очевидно, что есть запрет на такой тип взаимодействия из соображений симметрии [4]. Действительно, в эпитаксиальной структуре Pt/Co/Pt отсутствует ВДМ [5]. В аналогичных пленках удалось получить ВДМ, при этом его знак коррелировал с относительной разницей шероховатостей верхнего и нижнего интерфейсов [6]. Проведенные первопринципные расчеты, однако, показали, что ВДМ незначительно меняется при перемешивании интерфейса Co-Pt [7].

Рентгеноструктурные исследования же поликристаллических пленок Pt/Co/Pt показали, что все интерфейсы в них имеют одинаковую шероховатость.

В данной работе проводится расчет константы ВДМ в сверхтонкой пленке Pt/Co/Pt, где слои платины имеют разные кристаллические параметры, а также атомы кобальта могут быть расположены асимметрично. С точки зрения сплошной среды такая структура содержит элемент симметрии  $m_z$ , который может быть исключен, если в слоях платины есть упругие напряжения.

## Методы

Мы используем гейзенберговский гамильтониан для описания магнитного взаимодействия ионов кобальта:

$$\hat{H} = -J_{ij}(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) + (\vec{D}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j]),$$

где первое слагаемое отвечает за ферромагнитный обмен, а второе слагаемое является антисимметричным «обменным» взаимодействием Дзялошинского – Мория. Заметим, что данное взаимодействие имеет спин-орбитальную природу и, строго говоря, не является обменным.

Вектор  $\vec{D}_{ij}$  может быть рассчитан в рамках модели Леви – Ферта для взаимодействия двух ионов через атом тяжелого металла [8, 9]:

$$\vec{D}_{ij} = V_1 \frac{(\vec{R}_i^l \cdot \vec{R}_j^l)}{R_{ij}(R_i^l R_j^l)^3} [\vec{R}_i^l \times \vec{R}_j^l] \times \sin \left( k_F (R_i^l + R_j^l + R_{ij}) + \frac{\pi Z_d}{10} \right),$$

где  $V_1$  – фактор, пропорциональный константе спин-орбитального взаимодействия. Индекс  $l$  указывает на положение «дефектного» атома платины.

Достоинством данной модели является то, что она позволяет достаточно точно рассчитать величину ВДМ, когда из «дефектных» атомов платины составлена сплошная пленка [10]. Расчет при этом делает суммирование по всем возможным траекториям электронов, т. е. индексам  $l$ .

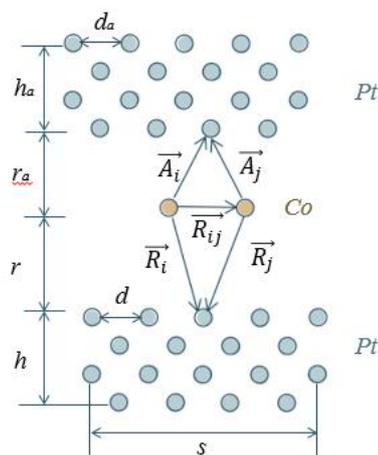
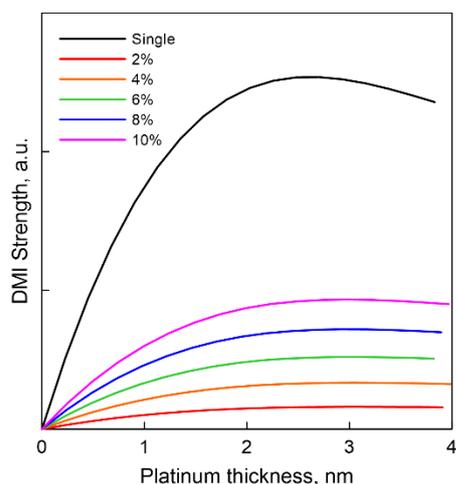


Рис. 1. Схематическое изображение трехслойной пленки Pt/Co/Pt

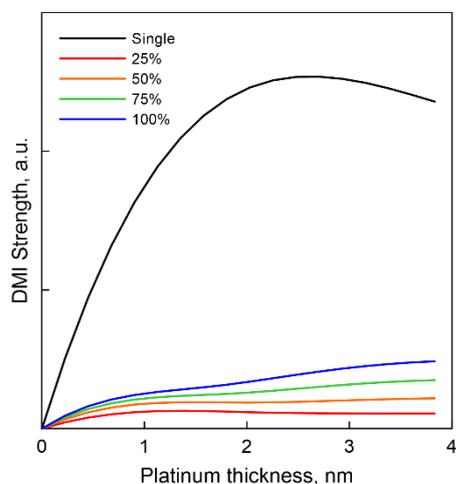
Мы производили расчеты для системы, представленной на рис. 1. Пленка кобальта толщиной  $r_a + r = 0,5$  нм, размещенная между двумя слоями платины, которые представляют собой ГЦК-решетку с ориентацией атомных плоскостей (111) перпендикулярно нормали к границам Co-Pt. Микроскопическая асимметрия системы достигается двумя способами: либо смещением ионов кобальта в слое к верхнему или нижнему интерфейсу с платиной (изменением соотношения  $r_a + r$ ), либо введением упругих деформаций слоев платины (изменением параметров решетки платины  $d$  и  $d_a$ ).

## Результаты

Для расчетов был использован параметр решетки платины  $d = 0,3835$  нм. Далее верхний (нижний) слой подвергался упругому растяжению (сжатию). Полученная величина ВДМ сравнивалась с величиной ВДМ от одной границы Co-Pt. Результаты расчетов приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** Сравнение величины ВДМ в зависимости от упругих напряжений и толщины слоев платины



**Рис. 3.** Сравнение величины ВДМ в зависимости от смещения ионов кобальта к верхнему слою платины

Также рассчитывалась величина ВДМ, если атомы кобальта смещаются к верхнему слою. Результаты расчетов приведены на рис. 3.

## Выводы

Как следует из расчетов, в случае микроструктурной кристаллической асимметрии слоев платины или смещения ионов кобальта в системе возникает ненулевой ВДМ. При этом упругое напряжение слоев платины в 10% дает величину в 30% от аналогичной величины, возникающей в системе с одним слоем платины. Полное же смещение (прижатие) ионов кобальта к одному из интерфейсов дает оценку в 10% от максимально возможного ВДМ в системе.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-10176.

## Литература

1. M. V. Dorokhin, et al. // *J. Alloys Comp.* **926**, 166956 (2022).
2. S. D. Pollard, et al. // *Nat. Comms.* **8**, 14761 (2017).
3. Д. А. Татарский и др. // *ФТТ.* **65**, 1194 (2023).
4. A. N. Bogdanov, D. A. Yablonskii // *JETP*, **68**, 101 (1989).
5. A. Hrabec, et al. // *Nanotech.* **30**, 234003 (2019).
6. A. W. J. Wells, et al. // *Phys. Rev. B.* **95**, 054428 (2017).
7. B. Zimmerman, et al. // *Appl. Phys. Lett.* **113**, 232403 (2018).
8. A. Fert & P. M. Levy // *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1538 (1980).
9. P. M. Levy & A. Fert // *Phys. Rev. B.* **23**, 4667 (1981).
10. S. Tacchi, et al. // *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147201, (2017).

# Квантовая магнетика на основе магнетонной бозе-конденсации

Ю. М. Буньков

Лаборатория квантовой магнетики, Российский квантовый центр, Сколково, Большой бульвар, 30, Москва, 121205  
y.bunkov@qtc.ru

В работе рассмотрено образование магнетонной бозе-конденсации в пленке железо-иттриевого граната при комнатной температуре. Получен переход от состояния магнетонного газа к когерентному состоянию при увеличении концентрации магнетонов. Исследована критическая плотность магнетонов при этом переходе. Рассмотрены возможности использования этого когерентного квантового состояния для квантовых вычислений.

## Введение

В этом году исполняется 40 лет с момента открытия магнетонной бозе-конденсации в антиферромагнитном сверхтекучем  $^3\text{He-B}$  [1]. В условиях бозе-эйнштейновской конденсации макроскопическое число квазичастиц находится в едином квантовом состоянии. Оно возникает при возбуждении достаточной плотности неравновесных квазичастиц и определяется известной формулой бозе-эйнштейновской конденсации, в которую входят плотность, температура и масса квазичастиц. В экспериментах с  $^3\text{He-B}$  непосредственно после импульсного возбуждения ядерного магнетонного резонанса сигнал магнетонной индукции расфазировался, как обычно, за время  $T^{2*}$ , определяемое неоднородностью внешнего магнетонного поля. Однако, к большому нашему удивлению, сигнал индукции после некоторой задержки восстанавливался и длился на несравненно больших временах порядка  $T^1$ , т. е. времени спин-решеточной релаксации (времени жизни самих магнетонов). Такое поведение сигнала было объяснено перераспределением магнетонов за счет «спиновой» сверхтекучести – пространственного противотока сверхтекучих токов квантовых состояний  $^3\text{He-B}$  с противоположными магнетонными [2]. Этот процесс в общем виде относится к одному из механизмов, обеспечивающих бозе-конденсацию магнетонов [3]. Дальнейшие исследования показали, что прецессирующая намагнетонность распадается на два домена. В одном домене она стационарна, а во втором прецессирует пространственно когерентно и показывает квантовые свойства бозе-конденсата (мБЭК). В градиенте магнетонного поля мБЭК «всплывает» в область меньшего магнетонного поля. Таким образом, по поведению сигнала БЭК и его частоте можно определить число магнетонов, возникших после различных квантовых манипуляций.

Использование магнетонной бозе-конденсации для квантовых вычислений было впервые предложено Ю. М. Буньковым на конференции «Actual problems of magnetic resonance and its applications», Kazan University Pbl. (2011). В дальнейшем это предложение обсуждалось в ряде публикаций [4].

В настоящее время магнетонный бозе-конденсат обнаружен в пленках железо-иттриевого граната, намагнетонных перпендикулярно плоскости пленке. Основным преимуществом этого квантового состояния является его существование при комнатной температуре, условия существования которого были показаны в [5]. Возможность образования этого состоя-

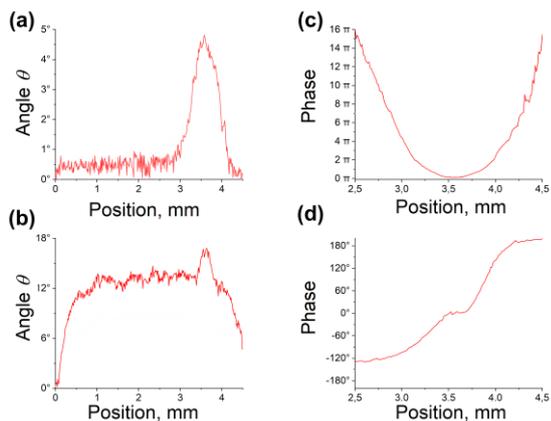
ния была показана в ряде экспериментов косвенным способом [6–9].

## Результаты

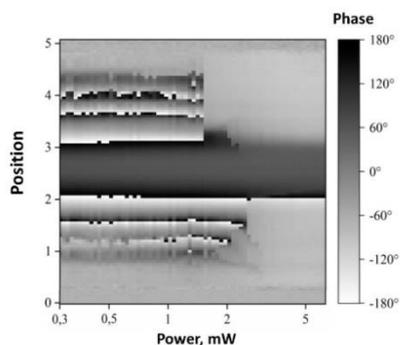
В этом году мы смогли непосредственно наблюдать магнетонную бозе-конденсацию с использованием эффекта Фарадея [10]. В этих экспериментах измерялась амплитуда и фаза прецессии намагнетонности в пленке ЖИГ за пределами области радиочастотного возбуждения магнетонов. Согласно квазиклассической теории Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ), прецессирующая намагнетонность из области возбуждения должна распространяться в виде спиновых волн. Именно такое распределение мы наблюдали в нашей установке при малой амплитуде возбуждения магнетонов. Ситуация изменилась кардинальным образом при увеличении плотности магнетонов. Резко увеличилась амплитуда прецессии за пределами области возбуждения, и она стала пространственно однородной [10]. На рис. 1 показаны экспериментальные данные по отклонению прецессирующей намагнетонности при малой и большой мощности радиочастотной накачки.

Возбуждающий полосок шириной 0,2 мм находился в точке 3,5 мм. При мощности накачки в 0,05 мВт прецессирующая намагнетонность наблюдается в основном в области накачки. При увеличении мощности до 6 мВт резко возрастает угол отклонения прецессии и за пределами области накачки. Фаза прецессии также сильно зависит от концентрации магнетонов. Так, при малой мощности наблюдается распространение спиновой волны за пределы области накачки. На расстоянии в 1 мм наблюдается накрутка фазы прецессии в 16  $\pi$ . Однако при большой мощности накачки образуются области однородной прецессии с обеих сторон от возбуждающего полоска (рис. 2).

Мы провели сравнение результатов эксперимента с ЛЛГ-теорией. Для этого мы провели моделирование пространственного распределения прецессии при различной величине энергии накачки магнетонов. Модель показала хорошее согласие с экспериментальными результатами при малой величине накачки. Однако состояние пространственно однородной прецессии за пределами области возбуждения получить не удалось при любой величине накачки [11]. Другими словами, результаты наших экспериментов не описываются в рамках квазиклассической теории ЛЛГ.



**Рис. 1.** Пространственное распределение плотности магнов в единицах угла отклонения намагниченности при накачке в 0,05 мВт (a) и 6 мВт (b). Пространственное распределение фазы прецессии магнов при энергии накачки 0,05 мВт (c) и 6 мВт (d)



**Рис. 2.** Пространственное распределение фазы прецессии при увеличении мощности накачки. Виден переход от спиновых волн к когерентной прецессии за пределами области возбуждения, соответствующей бозе-конденсации магнов

## Выводы

Таким образом, образование магнного бозе-конденсата доказано прямым наблюдением. Этот конденсат во многом аналогичен атомарному бозе-конденсату, так как осуществляется магнонами с нулевым к. Соответственно он может быть использован для создания многочастичных кубитов на основе бозе-конденсата, как было предложено в [13].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00322.

## Литература

1. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский // Письма в ЖЭТФ. Т. 40. С. 256 (1984).
2. И. А. Фомин // Письма в ЖЭТФ. Т. 40. С. 260 (1984).
3. G. E. Volovik // J. Low Temp. Phys. V. 153. P. 256 (2008).
4. S. N. Andrianov, S. A. Moiseev, arXiv:1202.3057.
5. Yu. M. Bunkov, V. L. Safonov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials (JMMM). V. 452. P. 30–34 (2018).
6. Ю. М. Буньков и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 111. С. 52 (2020).
7. П. М. Ветшко и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 112. С. 313 (2020).
8. А. Н. Кузмичев и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 112. С. 749 (2020).
9. Yu. M. Bunkov, et al. // Scientific Reports. V. 11. P. 7673 (2021).
10. P. E. Petrov, et al. // Optics Express. V. 31. P. 8335 (2023).
11. G. A. Knyazev, et al., <https://doi.org/10.1364/opticaopen.24591147> (2023).
12. П. Е. Петров и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 119. С. 129 (2024).
13. T. Byrns, arXiv:2307.00875.

# Определение пределов количественной оценки степени интернализации наночастиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ культурами мезенхимальных стромальных клеток человека

Е. А. Бурбан<sup>1,\*</sup>, Ф. А. Фадеев<sup>2</sup>, Ф. А. Бляхман<sup>3</sup>, Д. С. Незнахин<sup>1</sup>, А. А. Юшков<sup>1</sup>, Г. В. Курляндская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup>ГАУЗ СО Институт медицинских клеточных технологий, ул. Карла Маркса, 22а, Екатеринбург, 620026

<sup>3</sup>Уральский государственный медицинский университет МЗ РФ, ул. Репина, 3, Екатеринбург, 620028

\*e.a.mikhnevich@urfu.ru

В работе использована культура костномозговых мезенхимальных стромальных клеток человека (МСК), выращенная в виде монослоя в отсутствие либо в присутствии магнитных наночастиц  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  маггемита (МНЧ), добавленных в питательную среду в форме стабилизированной водной суспензии. Проведена оценка степени интернализации МНЧ с МСК человека при помощи микроскопии и СКВИД-магнитометрии. МНЧ были получены электрофизическим методом лазерного испарения мишени. Приведен сравнительный анализ структуры, магнитных свойств и сделаны предположения об особенностях интернализации МНЧ в данной системе. Построена калибровочная прямая зависимость величины магнитного момента от процентного содержания МНЧ. Установлено, что в рассматриваемом интервале исходных концентраций вполне вероятно смена механизма взаимодействия МНЧ с МСК-клеточными культурами.

## Введение

Вопрос о возможности определения количества магнитных наночастиц, ассоциированных с одной клеткой и области их расположения, представляет собой важную проблему, решаемую в настоящее время научным сообществом [1]. Магнитные наночастицы  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  маггемита (МНЧ) обладают высокой магнитной восприимчивостью и биосовместимостью, что делает их перспективными для применения в биомедицине [2]. МНЧ обычно используются в виде стабилизированных водных суспензий. В биологическом аспекте возможность определения количества МНЧ, ассоциированных одной клеткой, и области их расположения представляет собой важную проблему. В настоящей работе была использована стабилизированная водная суспензия МНЧ из маггемита. Нами были исследованы особенности распределения по размерам и структуре МНЧ, а также некоторые особенности интернализации МНЧ костномозговыми мезенхимальными стромальными клетками человека, локализации наночастиц внутри клеток и магнитных свойств клеток с акцептированными МНЧ.

## Результаты

Магнитные наночастицы  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  были получены методом лазерного испарения (ЛИ). Подготовлена электростатически стабилизированная водная суспензия, где концентрация МНЧ составляла 4,24 масс.%. Стабилизацию проводили с добавлением 0,45% полиметакрилата аммония и 0,2% цитрата натрия на основе дистиллированной воды. Суспензию в различных количествах добавляли в питательную среду. Использовались методы: оптическая микроскопия, просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), атомная силовая микроскопия (АСМ), СКВИД-магнитометрия. Распределение по размерам МНЧ водной суспензии, полученное с помощью данных ПЭМ (рис. 1), было логнормальным, средний размер МНЧ составил  $13 \pm 2$  нм. В биоэкспериментах была использована культура МСК.

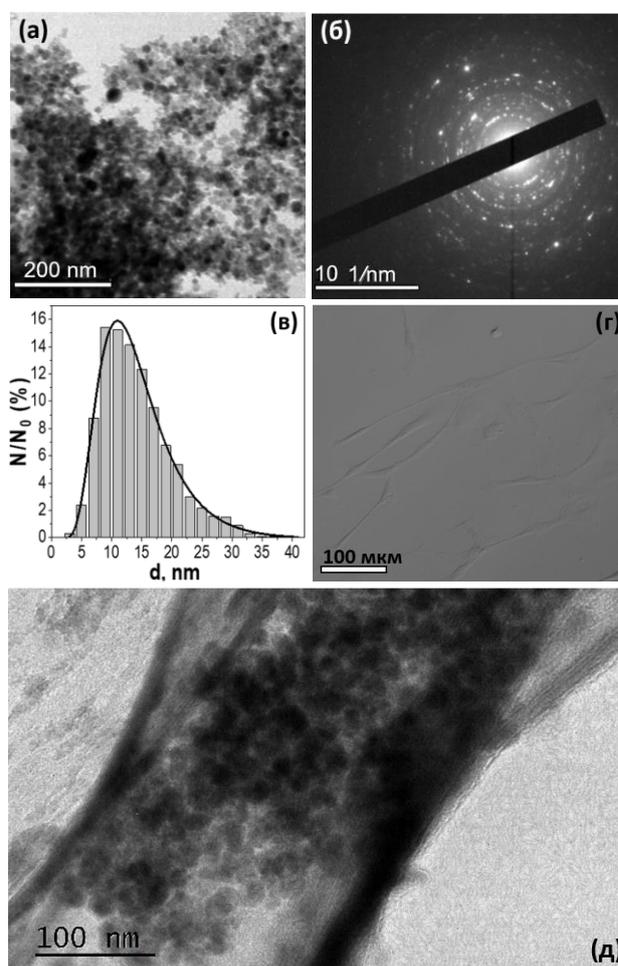
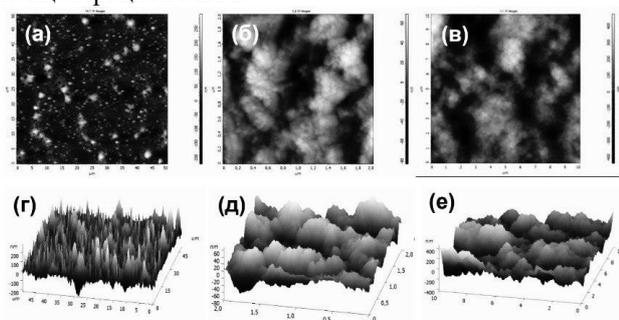


Рис. 1. Наночастицы  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , ПЭМ (а); микродифракционная картина ПЭМ, подтверждающая фазовый состав МНЧ (б); распределение по размерам МНЧ, построенное на основе данных ПЭМ по изображениям 1005 частиц (в); клетки МСК, оптическая микроскопия (г); клетки МСК с МНЧ-концентрацией 256 мкг/см<sup>2</sup> в поверхности монослоя, ПЭМ (д)

Клетки культивировали в чашках Петри до формирования монослоя с конfluence 70–80%. В ростовую среду добавляли суспензию МНЧ в соответствующей концентрации и инкубировали клетки с

МНЧ в течение 18 часов. Образцы: контроль клеток без МНЧ; клетки с МНЧ в концентрации 1 мкг/см<sup>2</sup> поверхности монослоя; клетки с МНЧ в концентрации 256 мкг/см<sup>2</sup>, контроль без клеток с МНЧ в концентрации 256 мкг/см<sup>2</sup> поверхности чашки. После инкубации клеточный монослой отмывали фосфатным буфером от не связавшихся МНЧ. Для каждого типа образцов по концентрации МНЧ проводили анализ на АСМ. На рис. 2 видно, что наибольшая шероховатость наблюдалась для образца с наибольшей концентрацией МНЧ.

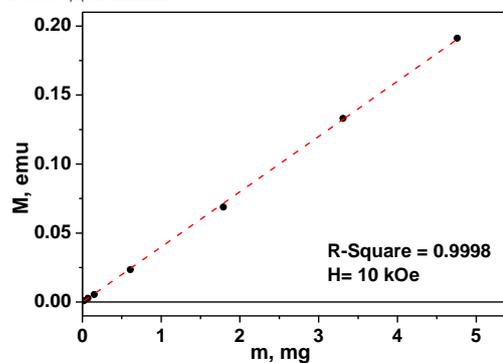


**Рис. 2.** Поверхность чашки Петри без клеток после отмывания суспензии МНЧ в концентрации 256 мкг/см<sup>2</sup> (а, з), культура МСК с МНЧ в концентрации 1 мкг/см<sup>2</sup> (б, д) и 256 мкг/см<sup>2</sup> (в, е) после отмывания. Верхний ряд – в 2D, а нижний ряд – в 3D-представлении. Все единицы по горизонтальным осям – в мкм

Вероятная модель поведения клеток МНЧ и МСК может быть предложена на основе данных АСМ, указывающих на гораздо более высокие величины (примерно на порядок) шероховатости после отмывания суспензии с поверхности пластика. Вероятно, часть МНЧ закрепляется на поверхности пластика, что неудивительно, если принять во внимание сходство уровня шероховатости и средний размер частиц. Кроме того, частицы могут образовывать агрегаты в процессе высушивания. Величина шероховатости для МСК, выращенных в присутствии малого количества МНЧ, наименьшая, т. к. изначально частиц было мало и их интернализация, или закрепление на поверхности клеточной мембраны препятствует свободному агрегированию как в случае суспензии без клеток. Наибольшая шероховатость соответствует максимальной концентрации МНЧ.

Полевые зависимости намагниченности были измерены с помощью установки MPMS-XL7 ЕС с первичным преобразователем на основе СКВИДа. Измерения магнитного момента ( $m$ ) от величины приложенного магнитного поля ( $H$ ) выполнены при температуре 300 К в полевом интервале 0–70 кЭ. На рис. 3 представлена калибровочная кривая для МНЧ высушенной суспензии. По результатам магнитных измерений было установлено количество магнитных наночастиц в исследованных образцах в зависимости от исходной концентрации МНЧ, использованной при культивировании МСК (табл. 1). Сравнение свойств МСК, выращенных при 1 мкг/см<sup>3</sup> и 256 мкг/см<sup>3</sup>, очень показательны. Отношение заявленных концентраций в них составляет 1:256, но в конечных образцах это

соотношение составило примерно 1:11 при одинаковом количестве клеток в каждом образце. Уменьшение доли ассоциируемых клетками МНЧ может быть связано как с подавлением их интернализации вследствие насыщения ими внутренней среды клеток, так и с ограниченной способностью поверхности клеточной мембраны к фиксации наночастиц. Выяснение причин данного явления будет предметом последующих исследований.



**Рис. 3.** Кривые намагничивания образца из высушенной суспензии с начальной концентрацией МНЧ 4,24 масс.%, измеренные при 300 К

**Таблица 1.** Результаты определения количества МНЧ  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в биообразцах

Концентрация, мкг/см <sup>3</sup>	Масса, мг	Масса МНЧ, мг	Содержание МНЧ, %
0	4,38	0,0039	0,09
1	6,19	0,131	2,12
256	10,93	2,51	22,90

## Выводы

Методами оптической микроскопии, сканирующей и просвечивающей электронной и силовой микроскопии, а также с помощью магнитных измерений исследованы партии образцов на основе стабилизированной водной суспензии магнитных наночастиц  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и культуры МСК. Установлено, что МНЧ активно акцептируются МСК, причем увеличение концентрации МНЧ в ростовой среде по неуставленной пока причине сопровождается снижением доли акцептируемых клетками наночастиц.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке государственного задания Министерства здравоохранения РФ «Магнитоактивные микросистемы-имплантаты биологических тканей на основе феррогелей» (№ 121032300335-1) и программы «Приоритет-2030» Уральского федерального университета.

## Литература

1. L. Graham, J. M. Orenstein. Processing tissue and cells for transmission electron microscopy in diagnostic pathology and research // Nature Protocols. 2007. V. 2. P. 2439–2450.
2. A. P. Safronov, I. V. Beketov, S. V. Komogortsev, et al. Spherical magnetic nanoparticles fabricated by laser target evaporation // AIP Advances. 2013. V. 3. P. 052135.

# Структура и магнитные свойства кобальт-никелевых сплавов, полученных методом химического осаждения в форме покрытий и пленок с использованием арабиногалактана в качестве восстанавливающего агента

С. В. Столяр<sup>1,3</sup>, Л. А. Чеканова<sup>2</sup>, Е. А. Денисова<sup>2</sup>, Р. Н. Ярославцев<sup>1</sup>,  
Е. В. Черемискина<sup>3</sup>, И. В. Немцев<sup>1,2,3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>2</sup>, И. Г. Важенина<sup>2,\*</sup>, Б. Г. Сухов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>4</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского Сибирского отделения РАН, ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090

\*irina-vazhenina@mail.ru

Из растворов солей переходных металлов методом химического осаждения с использованием арабиногалактана в качестве восстанавливающего агента получены кобальт-никелевые покрытия, содержащие углерод. Определена кристаллическая структура и химический состав покрытий. Установлено, что углерод присутствует в виде графитовых включений. Методом магнитометрии определена намагниченность насыщения, поле локальной анизотропии, размер корреляционного радиуса поля анизотропии полученных покрытий.

## Введение

Метод химического осаждения (ХО) является наиболее простым и экономичным способом нанесения металлических покрытий [1]. Покрытия можно получать как на проводящие, так и диэлектрические поверхности. Эти покрытия демонстрируют высокую твердость и коррозионную стойкость [2–6]. Поэтому никелевое покрытие приобрело наибольшее коммерческое значение среди покрытий, получаемых химическим способом [2]. Процесс ХО является автокаталитическим, восстановление металлических ионов в растворе осуществляется за счет окисления восстанавливающего агента. Этот процесс требует, чтобы катион осаждаемого металла восстанавливался, получая электроны от поверхности подложки. Восстановитель, в свою очередь, поставляет электроны к этой поверхности и, таким образом, окисляется.

В качестве восстановителя обычно используются соединения, такие как гипофосфит, боргидрид, гидразин. В данной работе при получении ферромагнитных металлических покрытий 3d-металлов в качестве восстановителя использовали полисахарид арабиногалактан. Молекула арабиногалактана состоит из звеньев галактозы и арабинозы. Соответствующие моносахариды обладают альдегидной группой, обладающей восстановительными свойствами. Получение металлических наночастиц с помощью арабиногалактана из солей благородных металлов (Au, Ag и т. д.) было реализовано в работах [7, 8].

## Методика эксперимента

Для получения ферромагнитных покрытий сплавов 3d-металлов использовались водные растворы сульфата кобальта и сульфата никеля. В качестве восстановителя использовали арабиногалактан, выделенный из лиственницы. Цитрат натрия и трилон Б использовали в качестве комплексообразователя и стабилизатора. В качестве подложек использовали медную фольгу, покровные стекла, ситалл. Поверх-

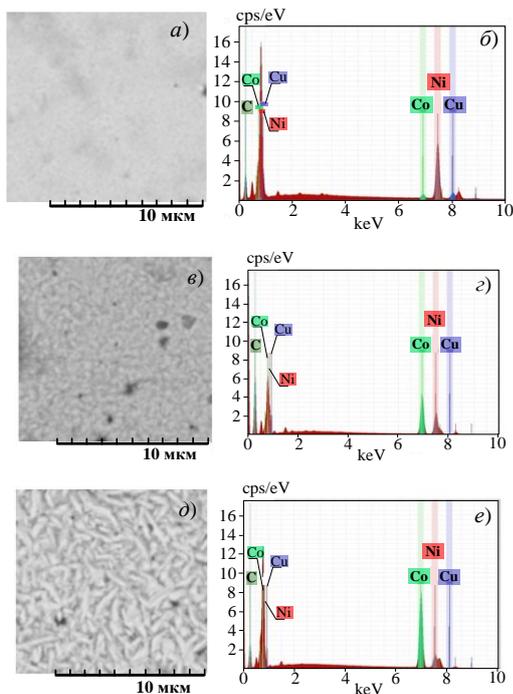
ность стеклянных подложек и ситалла предварительно активировалась для создания центров кристаллизации [9]. Осаждение проводили при температуре 80 °С и pH раствора 11. Полученные магнитные металлические покрытия исследовались с помощью просвечивающего электронного микроскопа Hitachi HT7700, сканирующего электронного микроскопа CarlZeiss EVO 60. Магнитные измерения выполнялись при комнатной температуре на вибрационном магнетометре и спектрометре ЭПА-2М с частотой накачки 9,2 ГГц. Структурные исследования выполнены на дифрактометре ДРОН-4.

## Результаты

На рис. 1 приведены изображения покрытий различных составов на медной подложке, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа, а также распределения элементов, полученные энергодисперсионным рентгеновским анализом. На представленных изображениях видно, что с увеличением содержания кобальта в сплаве покрытия становятся более текстурированными.

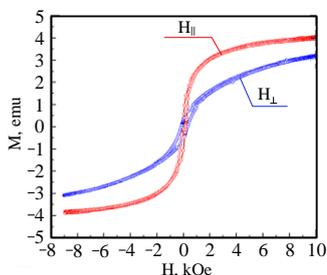
Результаты рентгенофазового анализа покрытий сплава CoNi/C показали наличие ГЦК- и ГПУ-фаз в магнитном сплаве, причем увеличение содержания кобальта в сплаве коррелировало с увеличением интенсивности отражений ГПУ-фазы. Также определено, что сформированная ГПУ-структура сплава является текстурированной. Рассчитанные постоянные атомной решетки регистрируемых ГЦК- и ГПУ-структур соответствуют значениям, характерным для сплава  $Co_{1-x}Ni_x$ , что свидетельствует об отсутствии твердого раствора металл – углерод.

Величина эффективной намагниченности, рассчитанная из резонансных полей при параллельной и перпендикулярной ориентации внешнего поля относительно плоскости пленки, составила 960 Гс, что совпадает с известной намагниченностью сплава  $Co_{63}Ni_{37}$ , приготовленного другими методами [2–4].



**Рис. 1.** Изображения, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа для трех образцов: *a* –  $\text{Co}_5\text{Ni}_{95}$ , *в* –  $\text{Co}_{60}\text{Ni}_{40}$ , *д* –  $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ , а также распределения элементов в этих образцах (*б*, *з*, *е*)

Статические магнитные измерения были выполнены при параллельной и перпендикулярной ориентации плоскости пленки относительно внешнего поля. Пример результатов измерения представлен на рис. 2 для покрытия  $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ .



**Рис. 2.** Петли гистерезиса в параллельной и перпендикулярной ориентации плоскости пленки относительно внешнего поля на примере  $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$

Вид кривых намагничивания свидетельствует об анизотропии формы с полем анизотропии формы  $H = 4\pi M$ . Информация о характеристиках локальной анизотропии содержится в кривых намагничивания до насыщения [14]. Результатами статических магнитных измерений стали определенные величины намагниченности насыщения  $M$ , коэрцитивной силы  $H_C$  в параллельной и перпендикулярной ориентации, корреляционного поля  $H_b$ , корреляционного радиуса  $r_b$ , для оценки которого были использованы  $H_l$  совместно с численным значением обменной константы  $A$  [10–13] (табл. 1).

**Таблица 1.** Значения магнитных параметров для изучаемых покрытий

	$M$ , Гс	$D^{1/2}H_a$ , кЭ	$H_l$ , Э	$r_b$ , А	$H_C$ , Э
$\text{Co}_5\text{Ni}_{95}$	1050	0,70	2235	65	70
$\text{Co}_{40}\text{Ni}_{60}$	1180	0,76	3730	67	63
$\text{Co}_{58}\text{Ni}_{42}$	1060	1,28	3465	73	50
$\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$	1250	2,20	5180	68	67

## Заключение

На проводящие и диэлектрические поверхности методом химического осаждения получены ферромагнитные покрытия сплава  $\text{Co}_{1-x}\text{Ni}_x$ . В качестве восстанавливающего агента был использован полисахарид арабиногалактан, выделенный из лиственницы. В ферромагнитном сплаве  $\text{Co}_{1-x}\text{Ni}_x$  присутствуют включения графита. Изготовленные нанокристаллические покрытия демонстрируют магнитомягкие свойства при комнатной температуре.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное для проведения измерений оборудование.

Работа выполнена в рамках научной тематики госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

## Литература

1. A. Brenner, G. E. Riddell // *J. Res. Natl. Bur. Stand.* (1934). 1946. V. 37. P. 31.
2. J. Sudagar, J. Lian, W. Sha // *J. Alloys Compd.* 2013. V. 571. P. 183–204.
3. R. N. Yaroslavtsev, L. A. Chekanova, S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov // *Solid State Phenom.* 2014. V. 215. P. 237–241.
4. R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev, A. D. Balaev, L. A. Chekanova // *Tech. Phys. Lett.* 2002. V. 28. P. 725–728.
5. R. C. Agarwala, V. Agarwala // *Sadhana.* 2003. V. 28. P. 475–493.
6. K. G. Keong, W. Sha // *Surf. Eng.* 2002. V. 18. P. 329–343.
7. E. R. Gasilova, G. N. Matveeva, et al. // *J. Phys. Chem. B.* 2013. V. 117. P. 2134–2141.
8. B. A. Trofimov, B. G. Sukhov, G. P. Aleksandrova, et al. // *Dokl. Chem.* 2003. V. 393. P. 287–288.
9. R. D. Fisher, W. H. Chilton // *J. Electrochem. Soc.* 1962. V. 109. P. 485.
10. I. G. Cullis, M. Heath // *J. Phys. F. Met. Phys.* 1980. V. 10. P. 309–320.
11. D. P. Mitra, J. S. S. Whiting // *J. Phys. F. Met. Phys.* 1978. V. 8. P. 2401–2407.
12. P. Talagala, P. S. Fodor, D. Haddad, et al. // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. P. 144426.
13. S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov, K. A. Shaikhtudinov, et al. // *Phys. Met. Metallogr.* 2006. V. 102. P. S67–S70.
14. V. A. Ignatchenko, R. S. Iskhakov, G. V. Popov // *J. Exp. Theor. Phys.* 1982. V. 55. P. 878–886.

# Наноструктуры оксида железа на пористом оксиде алюминия как основа для элементов наноспинтроники

Р. Г. Валеев\*, А. А. Петков, А. Н. Бельтюков

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, ул. Т. Барамзиной, 34, Ижевск, 426067  
\*rishatvaleev@udman.ru

В работе рассмотрены условия формирования двумерных структур оксида железа на поверхности пористого оксида алюминия, потенциально обладающих хиральностью магнитных свойств. Представлены результаты исследований полученных образцов методами магнитно-силовой микроскопии, магнитометрии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Показано, что в зависимости от геометрических параметров пористой структуры матриц-подложек меняются значения параметров магнитного гистерезиса при продольном и поперечном намагничивании образцов.

## Введение

Изучение процессов, происходящих в двумерных магнитных наноструктурах, актуально, привлекает большое внимание со стороны исследователей не только как важная фундаментальная задача, но и с точки зрения практических применений в различных областях нано- и микросистемной техники, магнитооптике, сенсорах, логических устройствах, в частности, из-за эффекта хиральности магнитных и магнитооптических свойств, заключающихся в появлении поверхностных магнитных структур, таких как «вихрь», «гиперболический вихрь», «цветок» и других [1]. Их появление вызвано перераспределением намагниченности, при котором вектор намагниченности всегда направлен по касательной к окружностям с общим центром, за исключением небольшой области в центре вихря, в которой он направлен перпендикулярно плоскости планарной структуры [2]. Следует отметить, что в основном исследуются процессы на объектах с квадратичной упаковкой [3], тогда как упоминания о структурах с гексагональной симметрией, обладающих эффектами хиральности магнитных и магнитооптических свойств, в литературе практически нет.

Нанопокрyтия оксида железа были получены отжигом пленок железа при температурах 250, 290 и 350 °С, осажденных на поверхность пористого оксида алюминия (ПОА) методом магнетронного напыления [4]. Матрицы-подложки ПОА диаметром 8 мм были получены методом анодного окисления алюминиевых пластин, предварительно отожженных при температуре 450 °С и подвергнутых электрохимической полировке. Процесс анодирования проводили в растворе 0,3 М H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> при напряжении 25 В и 0,3 М (COOH)<sub>2</sub> при напряжении 40 В. Для увеличения диаметра поры растравливали в 5% растворе H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>. Таким образом, ПОА выступает в роли структурирующей подложки, что позволяет формировать отдельные наноструктурные элементы, обладающие локальными магнитными свойствами, которые могут быть зарегистрированы, например, методами магнитно-силовой микроскопии (МСМ).

Структура нанопокрyтий железа была аттестована методами рентгеновской дифракции (рентгеновский дифрактометр Rigaku MiniFlex 600), сканирующей электронной (TFS Quattro S) и атомно-силовой (N-Tegra Solaris) микроскопии. Химический состав (послойно) исследовался методом рентгеновской фо-

тоэлектронной спектроскопии (РФЭС). МСМ-исследования также проводились на АСМ N-Tegra Solaris с использованием магнитного зонда с Со-напылением. Кривые намагничивания и магнитного гистерезиса получены на магнитометре VSM Nuvo МК-2 в продольной (вдоль плоскости пленки) и поперечной геометриях.

## Результаты

В табл. 1 представлены параметры пористой структуры исходных матриц-подложек ПОА и температуры отжига осажденных на них пленок железа. Типичные изображения исходного ПОА после напыления железа и отжига представлены на рис. 1.

Таблица 1. Параметры пористой структуры матриц-подложек ПОА.  $D$  – средний диаметр пор,  $R$  – среднее расстояние между центрами пор

№ образца	Номер матрицы ПОА	$D$ , нм	$R$ , нм	$T_{отж}$ , °С
1	25	31,1±4,4	69,2±5,8	исх
2	6			250
3	27			290
4	23			350
5	26	45,6±3,1	75,3±9,7	исх
6	5			250
7	1			290
8	4			350
9	19	38,0±5,9	113,5±5,5	исх
10	16			250
11	15			290
12	17			350
13	28	70,5±12,7	111,0±11,2	исх
14	10			250
15	18			290
16	14			350
17	13	86,2±7,1	115,4±7,0	исх
18	8			250
19	21			290
20	12			350

На рис. 2 представлены изображения АСМ и МСМ образцов нанопокрyтий оксида железа № 4 и 16. На рисунках наблюдается магнитный контраст и явное упорядочение намагниченности. Максимум намагниченности (области зеленого цвета) наблюдается в месте соединения границ трех пор, а минимум (области красного цвета) в границах между отдельными порами.

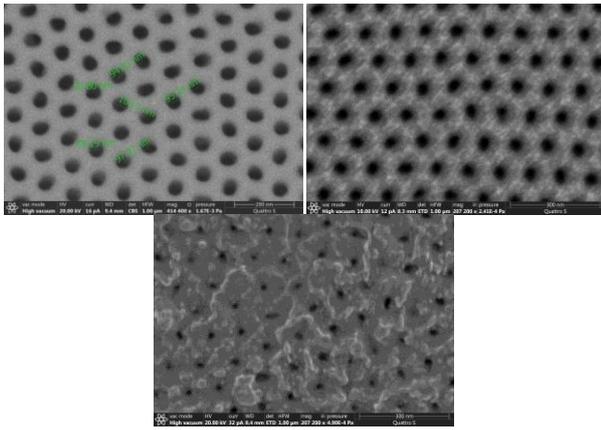


Рис. 1. Типичный вид исходной ПОА (вверху слева), после напыления железа (вверху справа) и отжига (внизу)

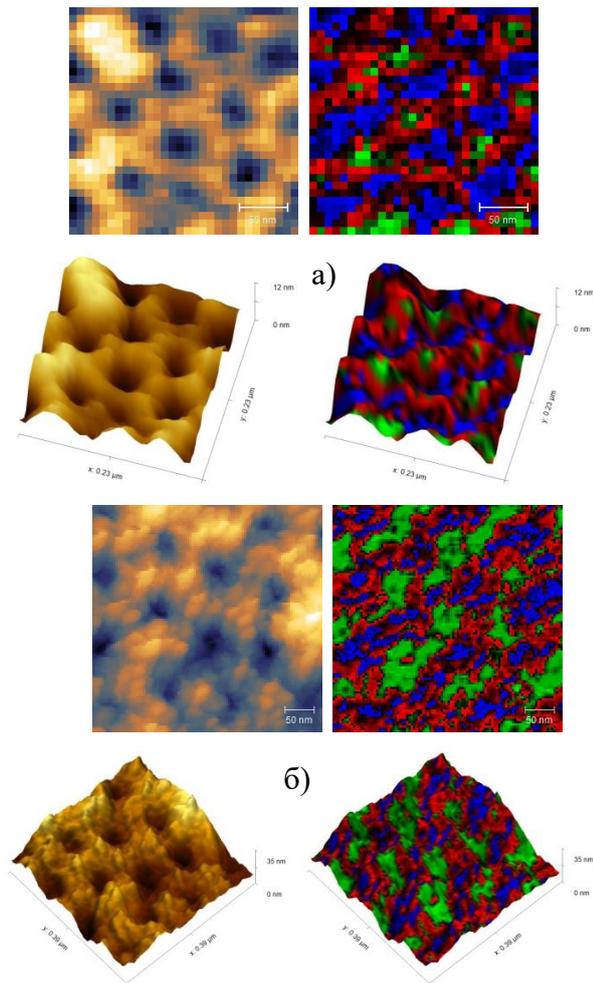


Рис. 2. АСМ (топография) и МСМ (магнитный контраст) изображения образцов № 4 (а) и 16 (б)

По данным из табл. 2 видно, что величина коэрцитивной силы при намагничивании параллельно плоскости образца монотонно уменьшается с увеличением температуры отжига. С изменением пористой структуры (в частности, увеличением диаметра пор) результаты неоднозначны. Так, для исходных образцов (неотожженное покрытие)  $H_{c\perp}$  имеет тенденцию к уменьшению, тогда как  $H_{c\parallel}$  – увеличивается.

Таблица 2. Величины коэрцитивной силы образцов наноструктурированных покрытий

№ образца	$H_{c\perp}$ , мТл	$H_{c\parallel}$ , мТл	$T_{отж}$ , °С
1	30,2	27,6	исх
2	-	21,1	250
3	7,0	20,2	290
4	-	14,4	350
5	43,0	32,1	исх
6	-	13,0	250
7	12,7	8,6	290
8	-	10,5	350
9	-	-	исх
10	-	27,2	250
11	14,9	25,7	290
12	-	16,8	350
13	34,1	37,8	исх
14	-	4,7	250
15	6,5	-	290
16	-	-	350
17	11,5	46,8	исх
18	-	11,4	250
19	-	-	290
20	-	-	350

## Выводы

Рассмотрены условия формирования структур оксида железа на поверхности пористого оксида алюминия, потенциально обладающих хиральностью магнитных свойств и перспективных для элементов спинтроники. Представлены результаты исследования полученных образцов методами магнитно-силовой микроскопии, магнитометрии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Показано, что в структурах имеется локализация намагниченности в месте соединения границ трех пор, в зависимости от геометрических параметров пористой структуры матриц-подложек меняются значения параметров магнитного гистерезиса при продольном и поперечном намагничивании образцов.

## Финансирование

Работа частично выполнена в рамках темы госзадания отдела ФХП УдмФИЦ УрО РАН (№ гос. регистрации 1022040600207-2). Исследование выполнено с использованием оборудования ЦКП УдмФИЦ УрО РАН.

## Литература

1. J. Li, C. Rau // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 107201–107204.
2. Л. В. Фомин. Микромагнитные состояния эпитаксиальных микро- и наноструктур Fe (001) и Fe (011) // Дисс. ... к. ф.-м. н. 2012. 174 с.
3. M. Kataja, T. Hakala, A. Julku, M. Huttunen, S. Van Dijken and P. Torma // Nature communications. 2015. V. 6. P. 7072.
4. А. А. Петков, Р. Г. Валеев. Сб. тезисов II Школы молодых ученых по синхротронным методам исследования в материаловедении. 2023. С. 118.

# Слабые ферритмагнетики типа $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ : отрицательная намагниченность и спиновая переориентация

Е. В. Васинович<sup>1,\*</sup>, А. С. Москвин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, ул. Ленина, 51, Екатеринбург, 620075

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\*evgeny.vasinovich@urfu.ru

В данной работе мы представляем детальный анализ основных спиновых взаимодействий – изотропного сверхобмена Гейзенберга, антисимметричного обмена Дзялошинского – Мория, одноионной спиновой анизотропии, ответственных за формирование уникальных магнитных свойств слабых ферритмагнетиков типа  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ . В рамках различных вариантов модели молекулярного поля проведены расчеты концентрационной и температурной зависимостей намагниченности, в частности, явления компенсации и отрицательной намагниченности, а также спиновой переориентации.

## Введение

Первые исследования смешанных ортоферритов-ортохромитов  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ , проведенные более 50 лет назад, привели к экспериментальному обнаружению, а затем и теоретическому описанию нового явления – слабого ферритмагнетизма в смешанных 3d-системах с конкурирующими знаками вектора Дзялошинского [1]. Слабые ферритмагнетики типа  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$  ( $R = Nd, Gd, Dy, Y, Lu$ ) были предметом интенсивных фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований в конце 20 века. Новый всплеск интереса к этим системам уже в 21 веке (см., например, [2]) связан с открывшимися перспективами практического использования явления температурной компенсации магнитного момента и связанных с ней эффектов «отрицательного» намагничивания и обменного смещения для создания различных мультифункциональных устройств спинтроники. Однако в большинстве «новых» работ, посвященных исследованию слабых ферритмагнетиков типа  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ , мы сталкиваемся как с неоднозначностью экспериментальных данных, так и с неоднозначностью в их интерпретации [2]. В частности, это касается выбора расчетной схемы приближения молекулярного поля и неправильной трактовки природы явления компенсации магнитного момента, например, как результата конкуренции одноионной спиновой анизотропии и взаимодействия Дзялошинского – Мория. Необычный эффект спиновой переориентации в слабых ферритмагнетиках с немагнитным R-ионом (La, Y, Lu) также пока не получил адекватного описания.

## Модель

Как и «родительские» ортоферриты  $YFeO_3$  и ортохромиты  $YCrO_3$ , смешанные системы  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$  являются орторомбическими перовскитами с пространственной группой  $Pbnm$  [3]. «Разрешенные» спиновые конфигурации для 3d-подрешетки обозначаются как  $\Gamma_1 (A_x, G_y, C_z)$ ,  $\Gamma_2 (F_x, C_y, G_z)$ ,  $\Gamma_4 (G_x, A_y, F_z)$ , где в скобках фигурируют единственные отличные от нуля компоненты базисных векторов; здесь, например,  $\vec{G}$  – вектор Нееля, а вектор  $\vec{F}$  сонаправлен с осью легкого намагничивания, которая, в процессе спонтанной спиновой переориентации, отклоняется от  $c$ - к  $a$ -оси кристалла  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ .

В рамках теоретического подхода [4] мы представляем гамильтониан слабого ферритмагнетика в виде суммы вкладов изотропного обменного взаимо-

действия, антисимметричного обмена Дзялошинского – Мория (DM) и одноионной анизотропии 2-го и 4-го порядков:

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{DM} + \hat{H}_{SIA}^{(2)} + \hat{H}_{SIA}^{(4)}. \quad (1)$$

Грубая оценка различных вкладов дает:  $H_{ex} \sim 1$  мэВ,  $H_{DM} \sim 0,1$  мэВ,  $H_{SIA}^{(2)} \sim 0,01$  мэВ,  $H_{SIA}^{(4)} \sim 0,001$  мэВ.

За намагниченность отвечает билинейная часть гамильтониана (1)  $\hat{H}_{ex} + \hat{H}_{DM}$ , для которой, в приближении молекулярного поля (MFA), можно получить типичные уравнения для магнитных моментов иона  $Fe^{3+}$  и иона  $Cr^{3+}$ :

$$\vec{m} = -\frac{\hbar}{h} S B_S \left( \frac{Sh}{k_B T} \right), \quad (2)$$

где  $B_S$  – функция Бриллюэна,  $\vec{h}$  – молекулярное поле, действующее со стороны соседей на заданный ион. Отметим, что при незначительных ограничениях система (2) для слабоферромагнитного момента сводится к простому линейному виду:

$$\begin{aligned} m_{Fe}(\alpha_{Fe} + 1) + m_{Cr}\beta_{Fe} &= -\gamma_{Fe}, \\ m_{Fe}\alpha_{Cr} + m_{Cr}(\beta_{Cr} + 1) &= -\gamma_{Cr}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  – некоторые переменные модели.

Одноионную спиновую анизотропию  $\hat{H}_{SIA}^{(2)} + \hat{H}_{SIA}^{(4)}$  мы учитываем при расчете свободной энергии

$$\Phi = k_1 \cos 2\theta + k_2 \cos 4\theta, \quad (4)$$

например, в  $ac$ -плоскости, и при определении первой и второй константы анизотропии  $k_{1,2}$  (здесь угол  $\theta$  – это отклонение вектора  $\vec{F}$  от  $c$ -оси).

## Результаты

На рис. 1 представлены результаты расчета температурных зависимостей намагниченности слабого ферритмагнетика  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$  при некоторых значениях концентрации от  $x = 0$  до  $x = 1$  в предположении о сохранении магнитной конфигурации  $\Gamma_4$ .

Анализ модели показал, что когда вектор Дзялошинского  $d_{FeCr}$  для пары ионов Fe-Cr противоположно направлен векторам  $d_{FeFe}$  и  $d_{CrCr}$  (для пар Fe-Fe и Cr-Cr, соответственно) намагниченность резко падает с отклонением от родительских составов, но при  $|d_{FeCr}| \geq |d_{FeCr}^{(cr)}|$ , где  $d_{FeCr}^{(cr)} \approx -1,55$  К, на фазовой  $T$ -диаграмме появляется и растет с ростом  $|d_{FeCr}|$  область отрицательной намагниченности с двумя точками компенсации. На рис. 2 представлена фазовая  $T$ -диаграмма слабого ферритмагнетика  $YFe_{1-x}Cr_xO_3$ , где кривая  $T_N(x)$  ограничивает область

магнитного упорядочения, а тонкие линии обозначают линии точек компенсации, т. е. смены знака намагниченности при различных величинах параметра  $d_{\text{FeCr}}$ .

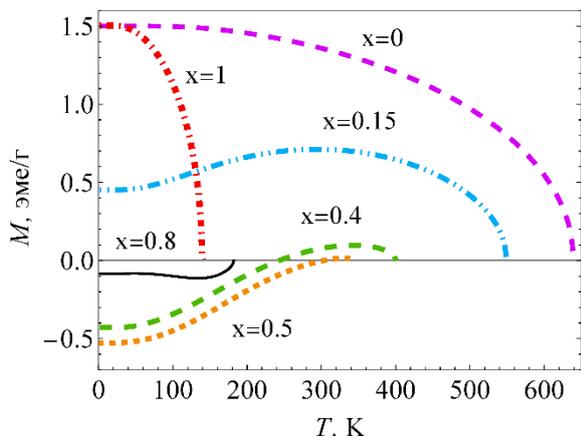


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности  $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  при различных концентрациях хрома

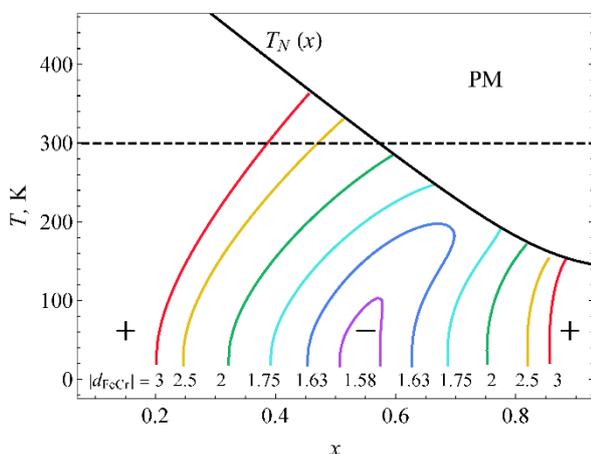


Рис. 2. Фазовая  $T$ - $x$  диаграмма областей компенсации намагниченности при различных значениях  $d_{\text{FeCr}}$ . Знак «+» указывает на область «положительной» намагниченности. Пунктирная линия – комнатная температура  $T = 300$  К

В отличие от  $\text{YFeO}_3$  и  $\text{YCrO}_3$ , которые являются слабыми ферромагнетиками с основной магнитной структурой типа  $\Gamma_4$  ниже температуры Нееля, слабые ферромагнетики ортоферриты-ортохромиты  $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  обнаруживают полную или частичную спин-переориентацию типа  $\Gamma_4 - \Gamma_2$  в широком диапазоне замещения [1]. Такое неожиданное поведение, обычно типичное для ортоферритов с магнитными редкоземельными ионами (Er, Tm, Dy, ...), объясняется, главным образом, сильным уменьшением вклада ДМ-взаимодействия в магнитную анизотропию. Расчеты показывают (рис. 3), что первая константа анизотропии  $k_1$  испытывает минимум вблизи концентрации  $x \approx 0,65$ , т. е. здесь фаза  $\Gamma_4$  менее выгодна, в сравнении с родительскими составами. При учете одноионной анизотропии  $H_{\text{SIA}}$  первая константа может становиться отрицательной, что объясняет переход в фазу  $\Gamma_2$ .

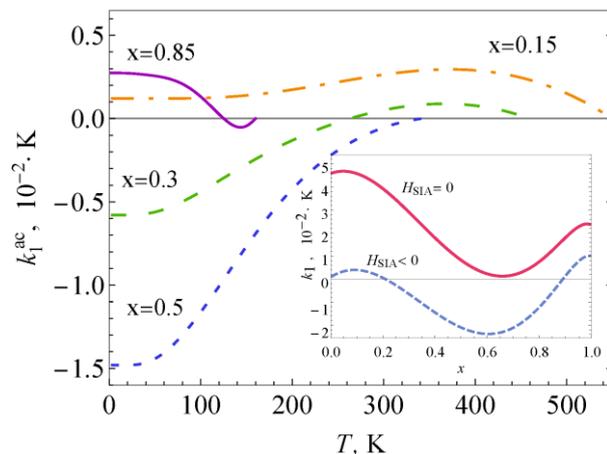


Рис. 3. Пример температурной зависимости первой константы анизотропии  $k_1$  для  $ac$ -плоскости при различных  $x$ ; на вставке показана зависимость  $k_1(x, T = 0)$

## Выводы

Нами рассмотрен спин-гамильтониан системы  $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  с учетом основных изотропных и анизотропных взаимодействий. В рамках приближения молекулярного поля проведены расчеты температур Нееля, средней величины магнитных моментов  $3d$ -ионов, полных и частичных намагниченностей, эффективных констант анизотропии. Показано существование в модельной системе  $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  двух областей отрицательной намагниченности  $0,25 \leq x \leq 0,5$  и  $x \approx 0,83$  с соответствующими точками компенсации, достигающих комнатной температуры при  $x \approx 0,45$ . Явление спиновой переориентации, наблюдаемое для монокристаллических образцов в широком диапазоне концентраций, объясняется резким уменьшением вклада антисимметричного обмена в магнитную анизотропию с ростом отклонения от родительских составов и конкуренцией вкладов одноионной анизотропии ионов Fe и Cr. Высказано предположение о пространственной ориентации вектора Нееля и конфигурации  $G_{xyz}$  как причине малой величины намагниченности насыщения, наблюдаемой экспериментально для составов внутри или вблизи области отрицательной намагниченности.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FEUZ-2023-0017.

## Литература

1. А. М. Кадомцева, А. С. Москвин, И. Г. Бострем, Б. М. Ванклин, Н. А. Хафизова // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 2286–2297.
2. J. Yang, et al. // Physica Status Solidi B. 2023. V. 260. P. 2300145.
3. A. Moskvin // Magnetochemistry. 2021. V. 7. P. 111.
4. A. Moskvin, E. Vasinovich // arXiv:2312.04381 (preprint).

# Формирование ферромагнитного полупроводника GaMnAs ионной имплантацией и комбинированным отжигом

О. В. Вихрова<sup>1,\*</sup>, Ю. А. Данилов<sup>1</sup>, Ю. А. Дудин<sup>1</sup>, А. В. Здоровейщев<sup>1</sup>,  
И. Л. Калентьева<sup>1</sup>, А. В. Кудрин<sup>1</sup>, Р. Н. Крюков<sup>1</sup>, А. В. Нежданов<sup>1</sup>,  
А. Е. Парафин<sup>2</sup>, А. А. Яковлева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*vikhrova@nifti.unn.ru

В работе рассмотрено формирование ферромагнитного полупроводника GaMnAs ионной имплантацией и комбинированным отжигом (сочетание быстрого термического и импульсного лазерного отжига). Быстрый термический отжиг способствовал улучшению кристалличности и формированию полуметаллических кластеров (типа MnAs), воздействие лазерного излучения приводило к их модифицированию. При исследовании гальваномагнитных и магнитооптических свойств обнаружено формирование в слоях GaMnAs двух ферромагнитных фаз, отличающихся температурой Кюри.

## Введение

Считается, что ферромагнитные свойства GaMnAs появляются вследствие обменного взаимодействия атомов Mn посредством свободных носителей заряда (дырок), и повышение концентрации вводимой примеси должно приводить к возрастанию температуры Кюри [1]. Самая высокая температура Кюри (~200 К) для GaMnAs достигнута при увеличении содержания Mn до 10% при низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии и использовании низкотемпературного отжига [2]. Дальнейшее увеличение концентрации Mn затруднено из-за встраивания избыточного Mn в междоузлия в положение двойного донора и образования кластеров второй фазы (как правило, MnAs). Представленные исследования направлены на определение новых технологических возможностей преобразования кластеров второй фазы с использованием послеростового импульсного лазерного отжига (ИЛО), позволяющих, в том числе, получать однофазный ферромагнитный полупроводник с повышенным содержанием Mn (высокой температурой Кюри). Эксперименты были реализованы с использованием модельных образцов GaMnAs с включениями второй ферромагнитной фазы, полученных с применением ионной имплантации (для более точного контроля количества Mn) и быстрого термического отжига.

## Результаты

Исследовались образцы слоев GaMnAs, которые представляли собой часть монокристаллической пластины i-GaAs (001) толщиной 350–400 мкм. В рабочую сторону пластины на ускорителе «Радуга-3М» была проведена мультыэнергетическая имплантация ионов Mn при ускоряющем напряжении 30 или 80 кВ. Флюенс имплантированных ионов варьировался от  $2 \times 10^{16}$  до  $5 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. При таких условиях концентрация атомов примеси в имплантированных областях GaAs в максимуме может достигать 8–10 ат.%. Толщина слоя, модифицированного ионной имплантацией, по оценкам программы SRIM может составлять ~150–200 нм. Образцы структур подвергались процедуре комбинированного отжига, состоящей из двух этапов: быстрый термический отжиг (БТО) при тем-

пературе 750 °С в течение 15 с и отжиг импульсом эксимерного KrF лазера LPX-200 с плотностью энергии 400 мДж/см<sup>2</sup>. Отожженные образцы исследовались атомно-силовой микроскопией (АСМ) с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver PRO-M (NT-MDT). Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) в геометрии обратного рассеяния изучались с помощью комплекса NTEGRA Spectra. Гальваномагнитные свойства исследовались с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла в магнитном поле  $\pm 3600$  Э при температурах от 10 до 300 К. Проводилось изучение магнитного циркулярного дихроизма (МЦД) в спектральном диапазоне 1,15–2,5 эВ для геометрии отражения циркулярно-поляризованного света от поверхности структур.

Быстрый термический отжиг в выбранных условиях восстанавливает кристалличность облученных ионами слоев и приводит к значительному снижению количества радиационных дефектов. Это подтверждается исследованиями спектров КРС, имплантированных и отожженных образцов GaMnAs (рис. 1). Спектры содержат интенсивный узкий пик в области LO-моды (291,2 см<sup>-1</sup>) и слабо выраженный пик для TO-моды (267,4 см<sup>-1</sup>). Присутствие TO-моды связано с небольшими нарушениями геометрии обратного рассеяния света и (или) отклонением ориентации пластины от плоскости (100). Положение TO- и LO-мод в пределах погрешности измерения соответствует их положению в монокристаллическом GaAs.

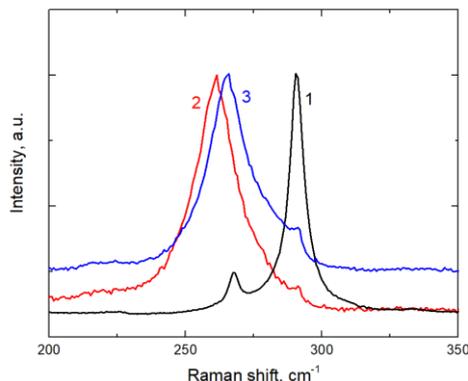
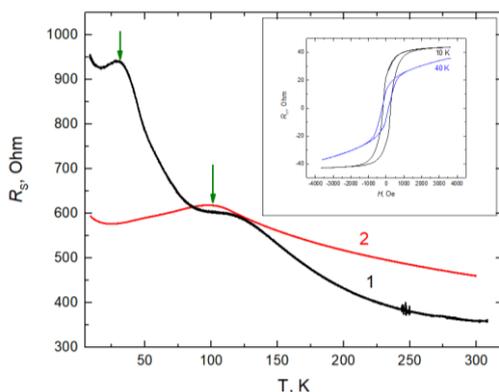


Рис. 1. Спектры КРС образцов GaAs, имплантированных Mn при ускоряющем напряжении 80 кВ с флюенсом  $5 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> после быстрого термического (1), ИЛО (2) и комбинированного (3) отжига

Также при БТО происходит легирование Mn до концентраций не выше предела равновесной растворимости, а избыточный Mn образует включения второй фазы (кластеры MnAs с температурой Кюри выше комнатной). В частности, на отожженных термически образцах были проведены исследования магнитопольевых зависимостей угла Фарадея при комнатной температуре и обнаружено, что они демонстрируют нелинейное поведение с петлей гистерезиса, характерное для ферромагнитных систем. Формирование кластеров в результате БТО подтверждается исследованиями АСМ.

Анализ спектров КРС образцов GaMnAs, полученных после комбинированного отжига или ИЛО, показал наличие интенсивной, смещенной в область низких частот, связанной фонон-плазмонной моды, обусловленной возрастанием концентрации носителей заряда (дырок) (рис. 1).

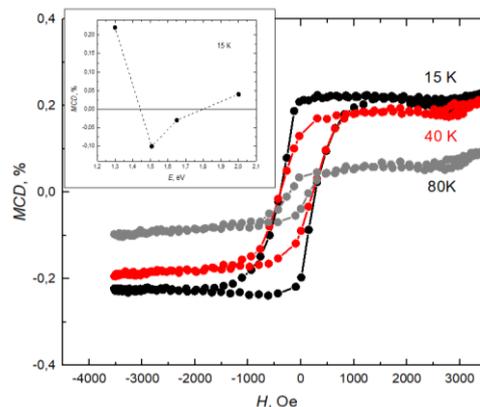
Использование комбинированного отжига приводит к формированию двух ферромагнитных фаз в слоях GaMnAs. Температурная зависимость слоевого сопротивления содержит два пика, которые могут отвечать двум фазовым переходам с температурой Кюри вблизи 20–30 К и ~100 К (рис. 2). При этом наблюдаются нелинейные зависимости сопротивления Холла с петлей гистерезиса, вид которых существенно изменяется после достижения температуры выше 30 К. Электрические свойства полученных комбинированным отжигом слоев отличаются от свойств слоев GaMnAs, полученных после ИЛО.



**Рис. 2.** Температурные зависимости слоевого сопротивления образцов GaMnAs, изготовленных имплантацией ионов Mn при ускоряющем напряжении 80 кВ (флюенс =  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) и комбинированным (1) или импульсным лазерным отжигом (2). Стрелками отмечены максимумы, отвечающие температуре Кюри. На вставке приведены магнитопольевые зависимости сопротивления Холла в случае комбинированного отжига

Наблюдаются значительно более высокие значения подвижности и меньшие концентрации носителей заряда. Для случая образца, полученного имплантацией при ускоряющем напряжении 80 кВ с флюенсом ионов Mn  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu_{\text{eff}} = 130 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и  $p_s = 1,4 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  против  $\mu_{\text{eff}} = 17 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ;  $p_s = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  для использования при обработке такого же образца только ИЛО при 300 К. В итоге слоевое сопротивление в случае комбинированного отжига почти в два

раза меньше слоевого сопротивления образца, отожженного лазером. Магнитопольевые зависимости МЦД полученных комбинированным отжигом образцов являются гистерезисными (рис. 3). Температура Кюри, определенная из исследований МЦД, неплохо согласуется с температурой Кюри, полученной из магнитотранспортных измерений. Спектральные зависимости МЦД согласуются с представленными в литературе данными [3]. Появление сигнала в области энергий кванта, меньших ширины запрещенной зоны GaAs, связывают с образованием примесных зон в запрещенной зоне.



**Рис. 3.** МЦД зависимости для энергии кванта 1,3 эВ образца GaAs, имплантированного Mn при ускоряющем напряжении 80 кВ с флюенсом  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  после комбинированного отжига, для различных температур измерений. На вставке приведена спектральная зависимость МЦД в поле 3500 Э при 15 К

## Выводы

Таким образом, наблюдаемые эффекты могут быть обусловлены образованием полуметаллических кластеров (типа MnAs) в процессе быстрого термического отжига и их последующим модифицированием (полное или частичное растворение) при импульсном лазерном отжиге. В результате произошло формирование слоев ферромагнитных областей двух типов GaMnAs, отличающихся уровнем легирования и температурой фазового перехода и взаимодействующих друг с другом.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-29-00312.

## Литература

1. T. Dietl // *Semicond. Sci. Technol.* 2002. V. 17. P. 377.
2. L. Chen, S. Yan, P. F. Xu, J. Lu, W. Z. Wang, J. J. Deng, X. Qian, Y. Ji, J. H. Zhao // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. P. 182505.
3. K. Ando, H. Saito, K. C. Agarwal, M. C. Debnath, and V. Zayets // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 100. P. 067204.

# Спиновая накачка в гетероструктуре $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$

Д. А. Волков<sup>1,2,\*</sup>, Д. А. Габриелян<sup>1,2</sup>, А. А. Матвеев<sup>1,3</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,2</sup>, Д. В. Калябин<sup>1,5</sup>,  
А. А. Хафизов<sup>4</sup>, М. Н. Маркелова<sup>4</sup>, А. Р. Кауль<sup>4</sup>, С. А. Никитов<sup>1,3,6</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, с. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, с. 1, Москва, 111250

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701

<sup>4</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, 1, с. 3, Москва, 119991

<sup>5</sup>Высшая школа экономики, Покровский бульвар, 11, Москва, 109028

<sup>6</sup>Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\*d.a.volkov.work@gmail.com

В работе исследовалась микроволновая спиновая накачка из ферромагнитного железо-лютециевого граната ( $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) в слой нормального металла (Pt). Были получены ферромагнитные резонансы пленки  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , а также постоянное напряжение, возникающее при конверсии спинового тока, вызванного обратным спиновым эффектом Холла, в зарядовом слое платины гетероструктуры  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ . Чувствительность данной гетероструктуры в эксперименте составила порядка 8 нВ/мВт.

## Введение

Спиновая степень свободы электронов в последнее время активно предлагается для проектирования радиотехнических устройств передачи, приема и обработки информации в связи с отсутствием джоулевого нагрева в токе спинов, в отличие от тока электронов проводимости [1]. Спиновая накачка является одним из основных методов возбуждения спинового тока, и представляет собой процесс передачи спинового углового момента от ферромагнитных материалов к немагнитным, посредством интерфейсных взаимодействий [2].

Одним из распространенных магнитных материалов является железо-иттриевый гранат, который хорошо зарекомендовал себя как для радиотехнических задач, так и для оптических применений, благодаря своим уникальным свойствам, таким как малые собственные потери и большая стрикция [3]. В связи с этим возникает необходимость в исследовании различных структур на основе феррит-гранатов.

Целью данной работы является изучение спиновой накачки из  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Для достижения этой цели были выращены методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений [4] тонкие пленки  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на монокристаллической подложке  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (111). Проведены эксперименты по наблюдению ферромагнитного резонанса (ФМР), а для исследования спиновой накачки на пленку  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  был напылен тонкий слой платины Pt, порядка 10 нм, методом магнетронного распыления.

## Результаты

Был измерен ФМР в диапазоне частот 1–20 ГГц при изменении величины внешнего магнитного поля от 0 до 5000 Э. Для генерации и детектирования СВЧ-сигнала использовался двухпортовый векторный анализатор цепей (ВАЦ), порты которого были подключены к копланарному волноводу (КВ). КВ находился между полюсами электромагнита, создающего планарное магнитное поле. На рис. 1 представлены спектры ФМР для 5, 11 и 14 ГГц, полученные из  $S_{21}$ -параметра, характеризующего коэффициент прохождения мощности через КВ. В момент ФМР наблюдается поглощение мощности, прошедшей че-

рез КВ. Из ФМР-спектров отчетливо виден резонансный характер, а увеличение магнитного поля при увеличении частоты подтверждает его магнитную природу.

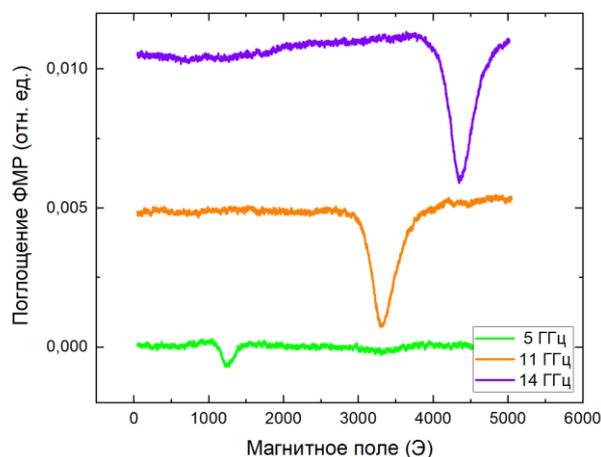


Рис. 1. Спектры поглощения ФМР с постоянным смещением по оси ординат

В результате воздействия линейно поляризованного СВЧ-поля на ферромагнитный слой гетероструктуры  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  в момент возникновения ФМР начинает протекать спиновый ток из магнитного образца в нормальный металл. Платиновый слой гетероструктуры позволяет поляризовать спиновый ток из ферромагнитного слоя с помощью высокого спин-орбитального взаимодействия платины, таким образом конвертируя спиновый ток в зарядовый. Полученный зарядовый ток создает постоянное напряжение ( $V_{sp}$ ) на противоположных краях платинового слоя. Данное напряжение позволяет оценить эффективность спиновой накачки.

Для измерения  $V_{sp}$  использовался фазосинхронный усилитель (ФСУ), работающий на частоте 9,777 кГц, а возбуждение спиновой прецессии в гетероструктуре  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  осуществлялось амплитудно-модулированным сигналом, полученным с генератора. Модулирующий сигнал генератора был синхронизирован с ФСУ. Измеренное таким образом напряжение  $V_{sp}$  было отнормировано к реальной мощности СВЧ-сигнала, воздействующей на образец при каждой частоте возбуждения, что позволило учесть не-

равномерности в АЧХ КВ и получить зависимости чувствительности, представленные на рис. 2. Данные зависимости отчетливо показывают изменение в чувствительности в момент ФМР на частотах 5, 11 и 14 ГГц, причем при инверсии направления магнитного поля наблюдается смена знака чувствительности.

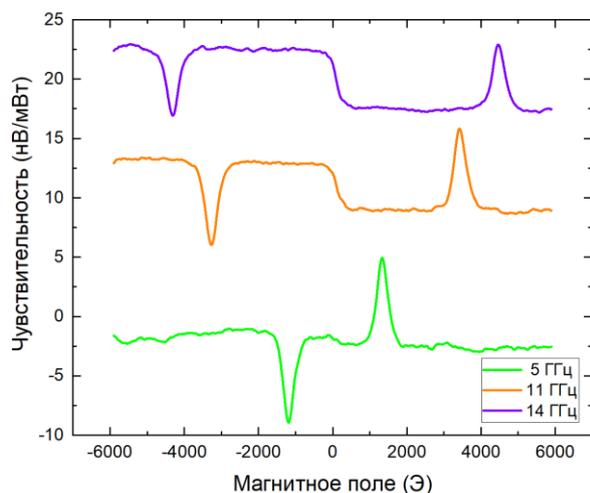


Рис. 2. Чувствительность гетероструктуры  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  с постоянным смещением по оси ординат

### Выводы

Было продемонстрировано, что  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  может быть использован в качестве чувствительного элемента для обнаружения линейно поляризованной радиочастотной волны в пределах десятков гигагерц.

Были изучены спектры ФМР-структуры. Кроме того, была измерена чувствительность гетероструктуры  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  при разных частотах СВЧ-воздействия, составляющая порядка 8 нВ/мВт. Дальнейшие улучшения технологии изготовления пленок лютециевого граната, такие как подбор оптимальных параметров химического осаждения, способствуют созданию образцов с узкой шириной линии ФМР и более интенсивным откликом спиновой накачки исследуемой гетероструктуры. Данные улучшения помогут повысить чувствительность, что позволит использовать на практике  $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$  в качестве чувствительного элемента для микроволновых детекторов с возможностью селективной перестройки частоты при помощи постоянного магнитного поля.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

### Литература

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др. // УФН 190:10. 2020. С. 1009–1040.
2. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, et al. // Nature 464. 2010. P. 262–266.
3. C. Jermain, H. Paik, S. Aradhya, R. Buhrman, et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 192408.
4. A. R. Kaul, O. Y. Gorbenko, A. N. Botev, L. I. Burova // Superlattices and Microstructures. 2005. V. 38, no. 4–6. P. 272–282.

# Влияние вида доменной структуры на генерацию ЭДС при распространении спиновых волн в структуре ЖИГ – платина

С. Л. Высоцкий<sup>1,2,\*</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1</sup>, Ю. В. Никулин<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup>СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\*vysotsl@gmail.com

В работе рассмотрено влияние вида доменной структуры в пленке железо-иттриевого граната на генерацию ЭДС в нанесенной на ее поверхность пленке платины по механизму обратного спинового эффекта Холла. Конструкция измерительного модуля на основе макета линии задержки спиновых волн позволяла регистрировать вид доменной структуры непосредственно в процессе измерения частотных зависимостей коэффициента передачи спиновых волн и ЭДС. Показано, что наиболее эффективно ЭДС генерируется в условиях формирования в пленке ЖИГ симметричной полосовой структуры.

## Введение

Генерация тока носителей заряда в пленке платины, нанесенной на поверхность пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), путем обратного спинового эффекта Холла [1] при распространении в полученной структуре спиновых волн (СВ) представляет интерес для создания энергоэффективной элементной базы на принципах спинтроники [2]. В таких структурах ток носителей заряда  $\vec{I}_e$  определяется соотношением [1]  $\vec{I}_e \sim \vec{n} \times \vec{I}_s$ , где  $\vec{n}$  – орт вектора спинового момента в ЖИГ,  $\vec{I}_s$  – спиновый ток, направленный нормально к плоскости структуры [3]. В эксперименте обычно измеряют величину ЭДС  $U = I_e R$ , где  $R$  – сопротивление пленки платины. При проведении измерений величина поля подмагничивания  $H$  выбирается достаточно большой для запрета развития процессов параметрической неустойчивости СВ, ограничивающих величину  $U$  [4]. Уменьшение поля  $H$  до величин примерно несколько десятков эрстед приводит к разбиению ранее близкой к однородной магнитной структуры пленки ЖИГ на домены. Вид доменной структуры определяется величиной поля  $H$ , соотношением констант анизотропии и магнитной истории образца. При этом для пленки платины с плоскостными размерами, большими периода доменной структуры, логично ожидать, что противоположные ориентации направлений компонент вектора  $\vec{n}$  в соседних доменах приведут (в результате усреднения генерируемого в области каждого домена тока  $\vec{I}_e$ ) к отсутствию разницы потенциалов на концах пленки платины. Тем не менее, в [5] была показана возможность наблюдения ЭДС в структуре ЖИГ – Pt при малых величинах  $H$ , отвечающих неоднородному основному состоянию пленки ЖИГ.

В данной работе исследуется влияние вида доменной структуры пленки ЖИГ на генерацию ЭДС в структуре ЖИГ – Pt при распространении в ней спиновых волн.

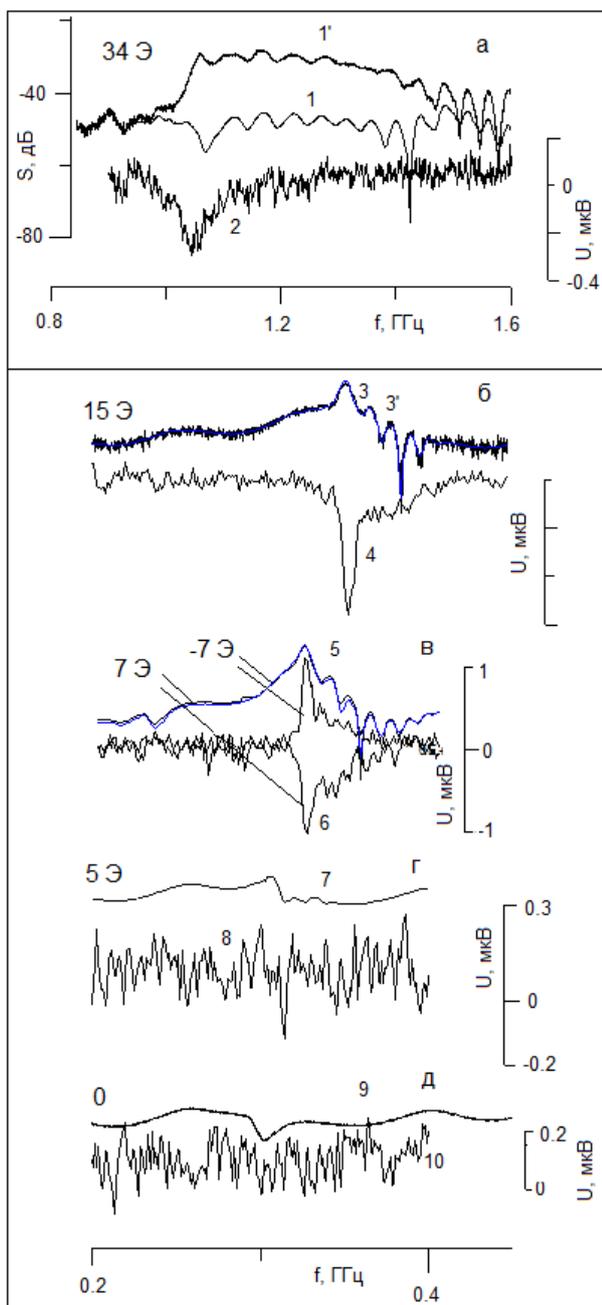
## Результаты

Для проведения измерений использовался макет линии задержки поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) с проволочными антеннами диаметром 40 мкм с расстоянием между ними 7 мм. Макет размещался между полюсами миниатюрного электромагнита. Поле подмагничивания  $H$  направлялось па-

раллельно антеннам, что для насыщенной пленки ЖИГ соответствует геометрии ПМСВ. Также между полюсами размещалась светодиодная матрица с поляризатором, свет от которой падал на структуру ЖИГ-Pt через отверстие в основании макета. Прошедший через структуру свет попадал на линзу поляризационного микроскопа, к окуляру которого прикладывалась цифровая камера для регистрации полученного изображения. Контакты к платине для измерений ЭДС выполнялись с помощью токопроводящего клея. На входную антенну линии задержки подавалась СВЧ-мощность  $P \approx 7$  дБм в режиме измерения ЭДС или  $\approx -30$  дБм для контроля области частот наблюдения СВ. Модуляция СВЧ-мощности сигналом в виде меандра с частотой 11,3 кГц позволяла проводить измерение ЭДС с помощью синхронного детектора. Таким образом, обеспечивалась возможность регистрации вида доменной структуры в процессе измерения частотных зависимостей коэффициента передачи спиновых волн и ЭДС. В данной работе представлены результаты исследования структуры на основе пленки ЖИГ толщиной 15,6 мкм, с намагниченностью насыщения 1750 Гс, на поверхности которой с помощью технологий магнетронного напыления, фотолитографии и ионного травления была изготовлена полоска из платины толщиной 4 нм, длиной 4 мм, шириной 25 мкм.

На рис. 1, *a-d* приведены частотные зависимости коэффициента передачи макета  $S(f)$  (кривые 1, 3, 5, 7, 9) и ЭДС (кривые 2, 4, 6, 8, 10) при  $P = 7$  дБм. Величины поля подмагничивания  $H$  указаны около кривых. Из рис. 1, *a* можно видеть, что при  $H = 34$  Э, отвечающей переходу пленки из насыщенного состояния в доменное, величина  $U$  составляет 0,28 мкВ и ограничивается процессами трехмагнетонного распада ПМСВ [4], что следует из сравнения кривых 1 и 1', полученных для  $P \approx -30$  дБм. Из рис. 2, *a* видно, что доменная структура только начинает формироваться, поскольку контраст изображения между соседними доменами невелик.

При уменьшении величины  $H$  до 25 Э в пленке формируется (в терминологии [6]) симметричная полосовая структура (рис. 2, *b*), которая сохраняется до  $H \approx 6$  Э. При этом величина ЭДС достигает максимума  $U = 1,3$  мкВ при  $H = 15$  Э (см. рис. 1, *b*). Отметим, что при изменении мощности СВЧ на входе макета в указанных выше пределах вид зависимости  $S(f)$  не изменяется (на рис. 1, *b* кривые 3 и 3' совпадают).

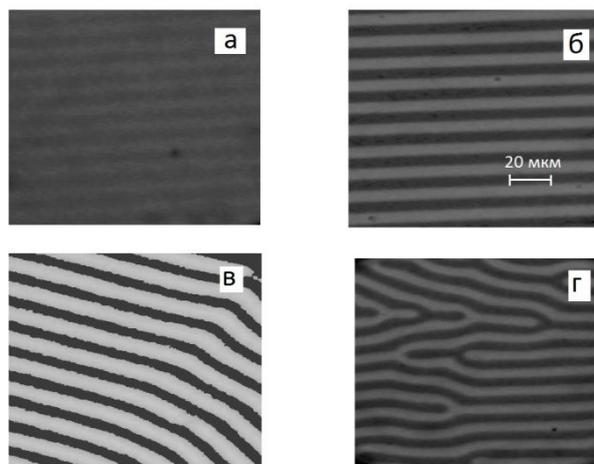


**Рис. 1.** Частотные зависимости коэффициента передачи макета (кривые 1, 3, 5, 7, 9) и ЭДС (кривые 2, 4, 6, 8, 10) при  $P = 7$  дБм. Кривые 1' и 3' получены при  $P = -30$  дБм

Рисунок 1, в иллюстрирует смену знака генерируемой ЭДС при смене знака  $H$ , что характерно для механизма ОСЭХ. Отметим, что вид АЧХ при этом не изменяется и описывается кривой 5.

При  $H < 6$  Э вид доменной структуры искажается, и она становится несимметричной (см. рис. 2, в), при этом генерируемая ЭДС уменьшается до 0,1 мкВ (см. рис. 1, г для  $H = 5$  Э).

Дальнейшее уменьшение величины  $H$  приводит к увеличению степени разупорядоченности доменной структуры, вид которой приближается к лабиринтной (см. рис. 2, з), в этом случае генерация ЭДС не наблюдается (см. рис. 1, д).



**Рис. 2.** Вид доменной структуры в пленке ЖИГ при  $H = 34$  Э (а), 15 Э (б), 5 Э (в) и 0 (г)

### Выводы

Показано, что при возбуждении спиновых волн в геометрии ПМСВ в структуре пленка ЖИГ – платина в малых полях подмагничивания ЭДС, возникающая в пленке платины по механизму обратного спинового эффекта Холла, наиболее эффективно генерируется при величинах поля подмагничивания, отвечающих формированию в пленке ЖИГ симметричной полосовой структуры.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-29-00640.

### Литература

1. М. Dyakonov, V. Perel // Phys. Lett. 1971. А 35. P. 459–460.
2. А. Hirohata, К. Yamada, Y. Nakatani, et al. // JMMM. 2020. V. 509. P. 166711.
3. К. Овсянников, Г. Овсянников, К. Станкевич и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. С. 1312–1316.
4. М. Селезнев, Ю. Никулин, Ю. Хивинцев и др. // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30. С. 617–643.
5. Ю. Никулин, А. Кожевников, С. Высоцкий и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 1180–1185.
6. А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 1016–1031.

# Спиновая накачка из антиферромагнетика FeO<sub>3</sub>

Д. А. Габриелян<sup>1,2,\*</sup>, Д. А. Волков<sup>1,2</sup>, Е. Е. Козлова<sup>1,3</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,2</sup>, Д. В. Калябин<sup>1,4</sup>,  
М. Б. Стругацкий<sup>5</sup>, С. В. Ягупов<sup>5</sup>, С. А. Никитов<sup>1,3,6</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, с. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, с. 1, Москва, 111250

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701

<sup>4</sup>Высшая школа экономики, Покровский бульвар, 11, Москва, 109028

<sup>5</sup>Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, пр. Акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007

<sup>6</sup>Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\*davidgabrielyan1997@gmail.com

В работе рассмотрен феномен спиновой накачки из скошенного антиферромагнетика FeO<sub>3</sub>. Проведено экспериментальное исследование спиновой накачки из антиферромагнетика, обладающего слабым ферромагнетизмом. Были измерены спектры ФМР и напряжения спиновой накачки в широком диапазоне частот до 43,5 ГГц. Было показано, что структура FeO<sub>3</sub>/Pt может использоваться в качестве чувствительного элемента для микроволновых детекторов с возможностью селективной перестройки частоты при помощи постоянного магнитного поля. По результатам исследований была получена чувствительность данной структуры порядка 2,5 мкВ/Вт.

## Введение

Внедрение спинтроники в традиционную электронику дает возможность модифицировать устройства в области приема, передачи и обработки сигналов, а также создать абсолютно новые технологии, базирующиеся на данных эффектах. В таких устройствах ключевую роль будет играть не ток зарядов, вызывающий джоулев нагрев, а ток спинов, лишенный этого недостатка [1]. В связи с этим возникает потребность в поиске магнитных материалов, обладающих различными необычными свойствами для применения их в развитии технологий. В последнее время интерес к изучению вызывают антиферромагнитные структуры, особенно в контексте спинтроники, где они предлагают уникальные преимущества по сравнению с традиционными ферромагнетиками. Исследования эффектов, возникающих в магнитных материалах, помогут в развитии технологий в этом направлении. Одним из популярных методов исследования спинового тока в магнитном материале является спиновая накачка. Экспериментальное наблюдение спиновой накачки обычно основано на явлении ферромагнитного резонанса (ФМР), где под воздействием внешнего магнитного поля происходит однородная прецессия спиновых моментов в магнитном материале. Эта координированная динамика спинов создает условия для переноса спина через магнитно/немагнитный интерфейс. В результате спиновый момент передается в немагнитный материал и возникает спиновый ток [2]. Экспериментальные методы изучения спиновой накачки, включая техники измерения спинового тока и спектров ферромагнитного резонанса в антиферромагнитных структурах дают более полную картину для понимания этого явления и вызывают как фундаментальный, так и прикладной интерес. Например, благодаря значительно более высоким в сравнении с ферромагнетиками резонансным частотам антиферромагнетика более привлекательны в современной СВЧ-технике и системах связи, а благодаря отсутствию макроскопического магнитного момента появляется возможность создания более энергоэффективных устройств. Управление этим процессом может сыграть ключевую роль в разработке электронных устройств следующего поколения,

объединяющих в себе классические и квантовые технологии. Одним из таких магнитных материалов является борат железа (FeO<sub>3</sub>), который при комнатной температуре обладает слабым ферромагнетизмом, что делает возможным исследование его спектров ФМР и спиновой накачки в пределах нескольких десятков гигагерц [3]. Исследуемый образец обладает очень узкой шириной линии ФМР, что делает его крайне интересным для радиотехнических приложений. Целью данной работы является изучение спиновой накачки из FeO<sub>3</sub> в слой нормального металла Pt. Для достижения этой цели были выращены монокристаллы FeO<sub>3</sub>, на которых были проведены эксперименты по наблюдению ферромагнитного резонанса и регистрации напряжения, вызванного обратным спиновым эффектом Холла (напряжение спиновой накачки –  $V_{sp}$ ). Кристаллы были выращены методом «раствор-расплав», широко используемым в материаловедении [4]. Этот метод особенно эффективен для получения качественных кристаллов сложных материалов.

## Результаты

Измерение спектров ФМР проводилось в диапазоне до 20 ГГц при помощи двухпортового векторного анализатора цепей (ВАЦ), подключенного к выводам копланарного волновода (КВ), который располагался между полюсами электромагнита. Вектор постоянного магнитного поля  $H_0$ , создаваемого электромагнитом, был перпендикулярен вектору переменного магнитного поля  $h_{ac}$ , создаваемого КВ. На рис. 1 представлены спектры ФМР. При изменении внешнего постоянного планарного поля резонансная частота FeO<sub>3</sub> изменялась в большую или меньшую сторону соответственно, что подтверждает магнитный характер резонансов.

При воздействии СВЧ-сигнала на структуру FeO<sub>3</sub>/Pt возбуждается однородная прецессия намагниченности. В результате спиновой накачки в ферромагнитном слое начинает протекать спиновый ток.

Проведено экспериментальное исследование напряжения, вызванного обратным спиновым эффектом Холла в широком диапазоне частот до 43,5 ГГц. Напряжение  $V_{sp}$  возникает в платиновом слое струк-

туры и обусловлено конверсией спинового тока в зарядовый, вследствие высокого спин-орбитального взаимодействия платины. Для измерения этого напряжения был использован метод фазосинхронного детектирования (рис. 2). На первый порт КВ, расположенного между полюсами электромагнита, подавался СВЧ-сигнал с амплитудной модуляцией (АМ), а второй порт КВ был подключен к согласованной нагрузке 50 Ом. Структура была изолирована от КВ из-за проводимости платинового слоя, как показано на рис. 2. Для измерения напряжения  $V_{sp}$  использовался фазосинхронный усилитель (ФСУ). На ФСУ подавался опорный сигнал с низкочастотного выхода генератора, синфазный с модулирующим сигналом. Измерительный вход ФСУ был подключен к контактам, выведенным от платинового слоя. Частота модуляции СВЧ-сигнала составляла 9,777 кГц.

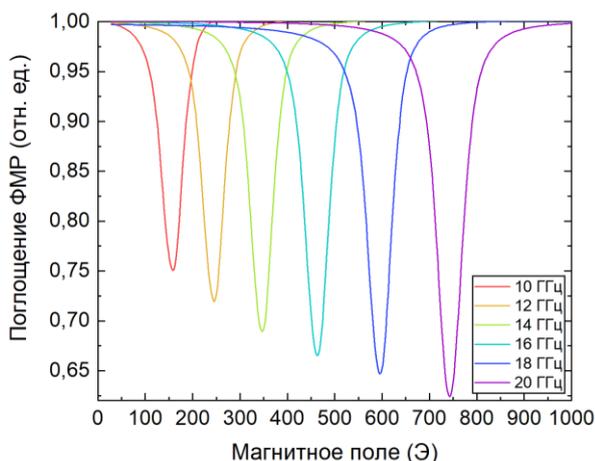


Рис. 1. Спектры сигналов ФМР

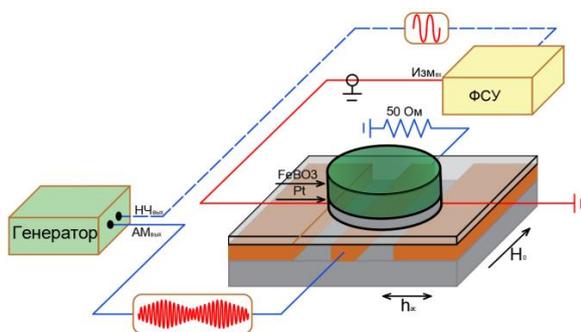


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

На рис. 3 показано измеренное напряжение  $V_{sp}$ , нормированное к реальной мощности СВЧ-сигнала, воздействующей на образец, что позволило учесть неравномерности в АЧХ всего тракта и получить зависимости чувствительности, построенные с постоянным смещением по оси ординат, на нескольких частотах СВЧ-сигнала. Как и при измерении ФМР, резонансные кривые полученного напряжения увеличиваются при увеличении внешнего магнитного поля,

а при изменении направления этого поля меняется знак измеренного напряжения, что подтверждает природу возникновения данного напряжения.

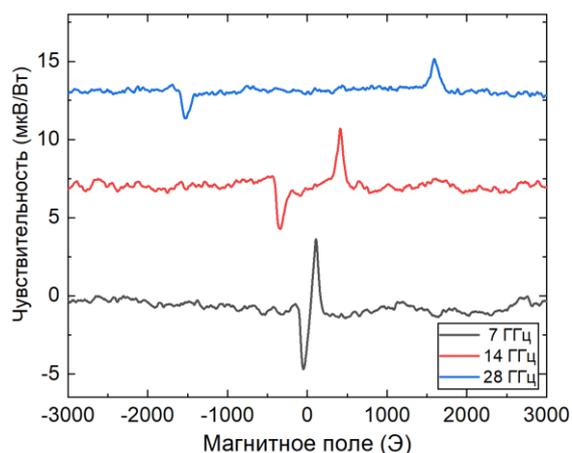


Рис. 3. Чувствительность  $\text{FeBO}_3/\text{Pt}$  на различных частотах

## Выводы

Было экспериментально продемонстрировано, что  $\text{FeBO}_3/\text{Pt}$  может быть использован в качестве чувствительного элемента для обнаружения линейно поляризованной радиочастотной волны в пределах десятков гигагерц. Было отмечено, что при увеличении внешнего магнитного поля резонансная частота увеличивается, что согласуется с теорией. Зависимость напряжения, выпрямленного гетероструктурой  $\text{FeBO}_3/\text{Pt}$ , от магнитного поля показывает, что увеличение мощности подаваемого радиочастотного сигнала увеличивает амплитуду резонансного пика. Было получено значение чувствительности, равное 2,5 мкВ/Вт. Изучение спектров ФМР и спиновой накачки из структуры  $\text{FeBO}_3/\text{Pt}$  дает понимание реального применения таких материалов, например для создания различных СВЧ-устройств, таких как детекторы слабых сигналов. Обладая такими преимуществами, антиферромагнитные материалы со временем смогут заменить классические ферромагнитные структуры во многих сферах их применения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-00016.

## Литература

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др. // УФН. 2020. Т. 190, № 10. С. 1009–1040.
2. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, et al. // Nature 464. 2010. P. 262–266.
3. D. Gabrielyan, D. Volkov, E. Kozlova, et al. // arXiv:2310.20422.
4. S. Yagupov, M. Strugatsky, K. Seleznyova, et al. // Crystal Growth and Design. 2018. V. 18(12). P. 7435–7440.

# Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия для неинвазивного определения магнитных свойств клеток рака молочной железы *in vitro*

Ф. Е. Гаранин<sup>1,\*</sup>, А. Б. Хутиева<sup>1</sup>, М. В. Ломова<sup>1,2</sup>, А. В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, ул. Астраханская, 83, 410012

<sup>2</sup>Научный медицинский центр, Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, ул. Астраханская, 83, 410012

\*garaninfedorwork@mail.ru

В данной работе будет исследована структура из пленки железо-иттриевого граната на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) с магнитными минеральными микросферами с наночастицами магнетита. Микроволновод с магнитными микросферами был исследован при помощи мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, результаты которой хорошо согласуются с микромагнитным моделированием.

## Введение

В настоящее время развитие идей магноники [1, 2], направленных на исследование процессов переноса магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда, открывает новые возможности применения спиновых волн (СВ) для построения элементной базы приборов хранения, обработки и передачи информации в микроволновом и терагерцевом диапазоне на основе новых физических принципов [3, 4]. Использование железо-иттриевого граната (ЖИГ) при создании нового класса устройств обусловлено рекордно низким затуханием СВ [1].

Также в настоящее время большое внимание уделяется возможности использования магнитных носителей в биомедицине. Магнитные наночастицы активно используются в биомедицине благодаря их уникальным свойствам, таким как высокая сорбционная емкость, возможность дистантного управления. Помимо диагностических целей, наночастицы магнетита хорошо контрастируют при МРТ, они также используются для адресной доставки лекарственных препаратов.

Мандельштам-бриллюэновская спектроскопия (МБС) позволяет безметочно оценить жесткость клеточных линий *in vitro*, не разрушая клетки или сфероиды. Данный подход позволяет построить карту жесткостей по поверхности клетки и оценить их изменение во времени. Предполагается, что только попадание носителей в клетки будет влиять на выживаемость клеток, а поскольку носители магнитные, можно нацелить частицы конкретно на опухолевые клетки. Как следствие, такая система может быть чрезвычайно полезной для уменьшения количества активного вещества и улучшения местной терапии рака. В связи с этим исследование механизма разрушения клеток под действием магнитных полей с/без инкапсулированных форм противоопухолевых веществ является перспективной технологией будущего для лечения социально значимых заболеваний.

## Результаты

Микромагнитное моделирование [5] проводилось для решетки нерегулярной магнонной структуры с микросферами (рис. 1). Структура представляет собой два слоя, где на первом слое лежит ЖИГ-

микроволновод на подложке из ГГГ, выполненный в виде удлиненной полоски длиной  $L_1 = 4$  мм, шириной 300 мкм и толщиной  $d_1 = 10$  мкм. На втором слое по центру структуры в зоне  $a = 1$  мм с периодичностью  $f = 10$  мкм располагаются микросферы толщиной  $d_3 = 10$  мкм и диаметром  $r = 10$  мкм. Намагниченность насыщения ЖИГ составляет  $M_{YIG} = 139$  Гс, а намагниченность насыщения микросфер с магнетитом составляет  $M_{chamber} = 480$  Гс.

Были рассмотрены случаи, когда внешнее магнитное поле было направлено в положительном или отрицательном направлении оси  $y$ . В обоих случаях величина внешнего магнитного поля составляет  $H_0 = 1200$  Э.

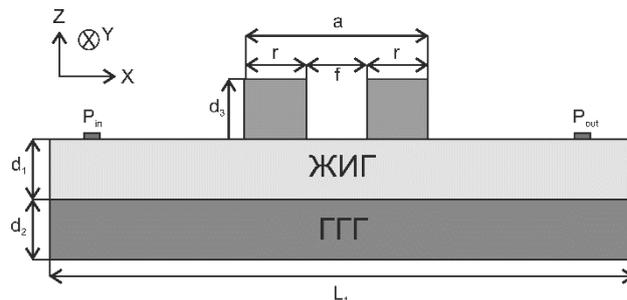


Рис. 1. Схематическое изображение структуры с микросферами и в продольном срезе

Рассмотрим принцип работы исследуемой структуры: на входную антенну  $P_{in}$  подается микроволновый сигнал, частотный диапазон которого зависит от величины постоянного внешнего магнитного поля, а с выходной антенны  $P_{out}$  снимается микроволновый сигнал. С помощью микромагнитного моделирования, основанного на решении уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) [5], было проведено исследование режимов распространения СВ после прохождения микросфер с наночастицами магнетита.

На рис. 2 построена амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) для исследуемой структуры. Синяя кривая соответствует случаю, когда внешнее магнитное поле  $H_0$  направлено противоположно оси  $y$ , красная кривая соответствует случаю, когда внешнее магнитное поле  $H_0$  направлено вдоль оси  $y$ . Черная кривая построена для одиночного микроволновода, без нанесения на него микросфер. На рис. 2 отмечены частоты  $f_1 = 5,10$  ГГц,  $f_2 = 5,22$  ГГц,  $f_3 = 5,27$  ГГц,  $f_4 = 5,41$  ГГц,  $f_5 = 5,50$  ГГц,  $f_6 = 5,55$  ГГц,  $f_7 = 5,56$  ГГц

при которых при изменении направления поля произошла смена пика на провал.

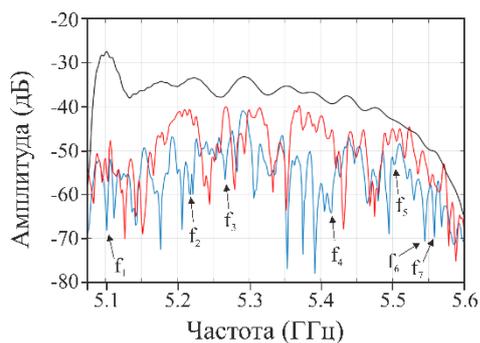


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика для исследуемой структуры с микросферами

### Выводы

Предложенная структура путем поглощения энергии спиновых волн наночастицами магнетита и с использованием неоднородности внутреннего магнитного поля может управлять спин-волновым сигналом. Варьируя направление внешнего магнитного поля, можно добиться контролируемого прохождения спиновой волны. На основе микромагнитного моделирования мы показываем, как магнитный момент частиц магнетита может изменить конфигурацию размагничивающего поля внутри пленки ЖИГ при изменении направления магнитного поля смещения.

Модель, основанная на магнитных неоднородностях на поверхности ЖИГ, демонстрирует изменение пика и провала на АЧХ на одной частоте при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное. Предложенный метод создания перестраиваемых спин-волновых устройств более прост в реализации, чем метод структурирования магнитной пленки методами литографии или лазерной абляции. Полимерные магнитные микросферы могут стать отличными вариантами для новых типов сверхчувствительных сенсоров, в том числе для биологических и медицинских применений.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-17-00373.

### Литература

1. A. Gurevich // *Nauka Publ.* 1973. P. 220.
2. A. Chumak, P. Kabos, et al. // *IEEE Transactions on Magnetics.* 2022. V. 58. I. 6. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.
3. D. Stancil, A. Prabhakar // *Springer Publ.* 2009. P. 348.
4. Q. Wang, M. Kewenig, et al. // *Nature Electronics.* 2020. V. 3. P. 765–774. DOI: 10.1038/s41928-020-00485-6.
5. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, et al. // *AIP Advances.* 2014. V. 4. P. 107133. DOI: 10.1063/1.4899186.

# Сравнительный анализ и моделирование параметров магнитного гистерезиса фораминифер и их искусственных аналогов при криогенных температурах

П. В. Харитонский<sup>1</sup>, К. Г. Гареев<sup>2,\*</sup>, А. Ю. Ралин<sup>3</sup>, С. Ю. Янсон<sup>4</sup>, Е. А. Сетров<sup>2</sup>,  
Е. С. Сергиенко<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194064

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, 5 лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022

<sup>3</sup>Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922

<sup>4</sup>Санкт-Петербургский университет, Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034

\*kkgareev@etu.ru

В работе методами низкотемпературной магнитометрии и теоретического моделирования на основе экспериментальных параметров магнитного гистерезиса охарактеризованы железосодержащие образования раковин фораминифер Срединно-Атлантического хребта. Установлено, что в фораминиферах в гидротермальных условиях образуются магнетит и гематит в магнитных состояниях от суперпарамагнитного до многодоменного. Также проведено моделирование процесса формирования оксидов железа на раковинах фораминифер в лабораторных условиях. На основе модели магнитоэлектронно-взаимодействующих однодоменных частиц выполнен анализ гистерезисных характеристик образцов. Результаты моделирования позволили предположить бактериальное происхождение оксидов железа.

## Введение

Биогенные минералы железа, обладающие ферромагнитными свойствами, встречаются во многих живых организмах: магнитотактических бактериях, некоторых видах протистов (водорослей и простейших) и эукариотов (насекомых, моллюсков, рыб, птиц и млекопитающих) [1]. Эти минералы участвуют в процессах магнитотаксиса, в качестве средства для запаса железа, для укрепления тканей. Эти процессы биоминерализации довольно хорошо изучены (прежде всего, образование магнетита в магнитотактических бактериях). Механизмы образования минералов железа и его физиологические функции у эукариотических протистов, в частности у фораминифер, остаются в значительной степени неизвестными [2, 3].

В настоящей работе исследовались раковины планктонных фораминифер из карбонатных донных осадков гидротермально активных областей рудных полей Срединно-Атлантического хребта. В раковинах (образец F<sub>1</sub>) методами оптической и сканирующей электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа обнаружены агрегаты наночастиц оксидов железа (рис. 1, а, б). Чтобы проанализировать процессы минерализации, была предпринята попытка экспериментально воспроизвести условия образования железосодержащих фаз на раковинах фораминифер (образец F<sub>art</sub>). Для этого был проведен гидротермальный синтез оксидов железа в водной суспензии раковин фораминифер (рис. 1, в, г). Микроскопические исследования проводились с использованием диссекционного оптического стереомикроскопа Leica M125, системы со сфокусированными электронным и ионным зондами QUANTA 200 3D (FEI) с аналитическим комплексом Pegasus 4000 (EDAX) и сканирующего электронного микроскопа Zeiss Merlin.

Для характеристики частиц оксидов железа были изучены их магнитные свойства с помощью СКВИД-магнитометра Quantum Design MPMS 3 в режиме вибрационного магнитометра (VSM), со скоростью изменения температуры 2 К/мин. Образец для маг-

нитных измерений представлял собой порошок перетертых до фракции менее 1 мм раковин фораминифер. Были проведены измерения петель магнитного гистерезиса в полях до 7 Тл при температуре 2 К, температурные измерения намагниченности, полученной в поле 5 Тл при температуре 5 К при охлаждении без магнитного поля (ZFC) и при охлаждении в поле (FC), соответственно и измерение изотермической остаточной намагниченности насыщения SIRM, созданной при комнатной температуре в ходе цикла охлаждения-нагрев в нулевом поле.

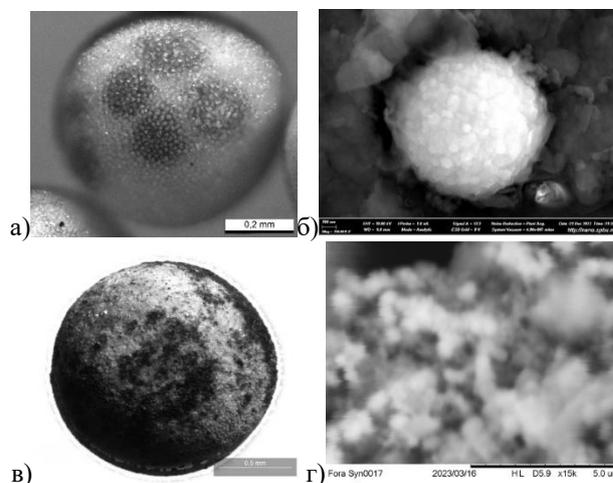


Рис. 1. Результаты микроскопии фораминифер: а – фораминифера с включениями оксидов железа внутри раковины (оптическое изображение); б – СЭМ-изображение агрегата природных наночастиц оксидов железа внутри раковины; в – фораминифера с железосодержащими образованиями, синтезированными в лабораторных условиях, на раковине (оптическое изображение); г – СЭМ-изображение агрегатов синтезированных частиц оксидов железа

## Результаты

Для образца F<sub>1</sub> зафиксировано значение температуры перехода Вервея – 104,7 К и магнитный фазовый переход при температуре 257,3 К, что соответ-

ствует значению температуры Морина. Эти данные указывают на присутствие в образце магнетита, возможно частично окисленного или химически неоднородного [4], и гематита [5] (рис. 2, а). Расхождение кривых FC и ZFC ниже 200 К при совпадении их при комнатной температуре говорят о присутствии в образце частиц в суперпарамагнитном состоянии. Для образца  $F_{art}$  можно сделать аналогичное заключение. Однако фазовых переходов для него обнаружено не было (рис. 2, б).

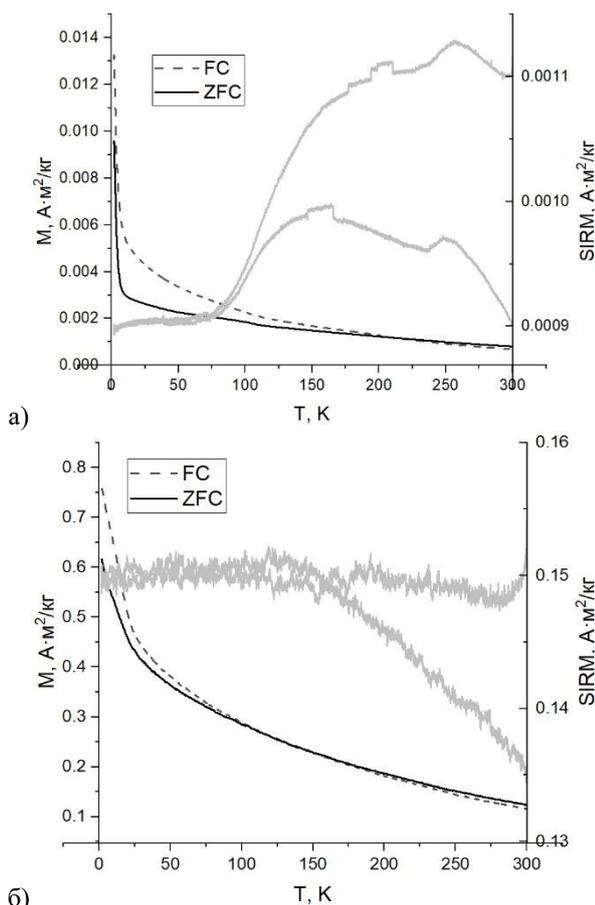


Рис. 2. Результаты низкотемпературной магнитометрии: а – для образца  $F_1$ ; б – для образца  $F_{art}$

Параметры петель магнитного гистерезиса, измеренного при 2 К, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры петель магнитного гистерезиса при температуре 2 К

Обр.	$\mu_0 H_c$ , Тл	$\mu_0 H_{cr}$ , Тл	$M_s$ , А·м²/кг	$M_{rs}$ , А·м²/кг	$H_{cr}/H_c$	$M_{rs}/M_s$
$F_1$	0,0163	0,675	0,49	0,0077	41,41	0,016
$F_{art}$	0,0220	0,042	3,07	0,5100	1,91	0,166

Теоретическое моделирование гистерезисных характеристик, проведенное с использованием модели магнитостатически взаимодействующих однодоменных частиц [6], позволило оценить объемную кон-

центрацию  $C_f$  ферромагнитной фракции и средний размер зерен  $d$  в образцах: для  $F_1 - C_f = (0,5-0,9) \cdot 10^{-3}$  и  $d = 31$  нм, для  $F_{art} - C_f = 1,7 \cdot 10^{-3}$  и  $d = 18$  нм. Объемная концентрация ферромагнетика в образцах невелика, а эффективная спонтанная намагниченность по остаточной намагниченности  $I_{rs\ eff}$  (порядка 200–400 кА/м) существенно больше спонтанной намагниченности гематита и гидроксидов железа, которые в образце  $F_1$  преобладают, но меньше, чем у стехиометричного магнетита. Скорее всего, это объясняется химической и магнитной неоднородностью зерен.

## Выводы

Проведено экспериментально-теоретическое исследование раковин планктонных фораминифер из карбонатных донных осадков гидротермально активных областей рудных полей Срединно-Атлантического хребта. Установлено, что при температуре 2 К в образце  $F_1$  присутствуют зерна в различных магнитных состояниях – от суперпарамагнитных (заблокированных) до многодоменных, а в образце  $F_{art}$  преимущественно близкие к однодоменным. В природном образце присутствует большая фракция слабомагнитных при комнатной температуре оксидов железа, которые при криогенных температурах вносят существенный вклад в магнитный момент образца. Высокая коэрцитивность по остаточной намагниченности  $H_{cr}$  в природном образце  $F_1$  может быть связана с бактериальным происхождением магнетита, зерна которого выстроены в протяженные цепочки, а также игольчатыми зёрнами гематита.

## Благодарности

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и нанoeлектроники; Нанотехнологии; Ресурсный центр микроскопии и микроанализа.

Авторы выражают благодарность доценту кафедры физической химии СПбГЭТУ «ЛЭТИ» А. В. Бугрову за проведение гидротермального синтеза оксидов железа.

## Литература

- J. L. Kirshvink (Ed.) Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms. A New Biomagnetism; Plenum Press: New York, NY, USA, 1985. P. 16–172.
- J. Pawlowski and W. Majewski // J. Foraminiferal Res. 2011. V. 41, no. 1. P. 3–13.
- H. Yang, X. Peng, A. J. Gooday, et al. // Geochem. Perspect. Lett. 2022. No. 21. P. 23–27.
- E. J. W. Verwey // Nature. 1939. V. 144. P. 327–328.
- I. Bucur // Geophys. J. R. Astron. Soc. 1978. V. 55. P. 589–604.
- P. Kharitonskii, N. Bobrov, K. Gareev, et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 553. Article 169279.

# Мультиферроидные материалы для устройств спинтроники

З. В. Гареева<sup>1,\*</sup>, В. В. Филиппова<sup>1</sup>, П. Н. Скирдков<sup>2</sup>, К. А. Звездин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, пр. Октября, 151, Уфа, 450075

<sup>2</sup>НСТ «Спинтронные технологии», Сколково, Москва, 121205

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

\*zukhragzv@yandex.ru

Мультиферроидные оксиды представляют собой ключевые элементы энергосберегающих устройств, необходимые для разработки масштабируемой логики и технологий хранения информации. В связи с этим решающее значение имеет понимание механизмов магнитоэлектрического переключения и поиск оптимального способа переключения намагниченности электрическим полем. В работе исследованы процессы перестройки магнитных структур в гетероструктурах на основе мультиферроиков под действием внешнего электрического поля. На основе использования методов микромагнитного моделирования разработаны модели, позволяющие исследовать магнитные состояния в системах вида ферромагнетик – мультиферроик, и проведена их апробация для исследования процессов спиновой переориентации в данных системах.

Оксидные мультиферроики являются перспективными материалами для создания энергосберегающих высокоэффективных информационных технологий, связанных с разработкой логических магнитоэлектрических – спинорбитальных устройств, составляющих основу элементной базы нового поколения вычислительной микроэлектроники (микропроцессоров) на новых физических и технологических принципах (пост-КМОП) [1].

Использование магнитных и магнитоэлектрических материалов в спинтронных информационных технологиях позволяет одновременно решить несколько задач, связанных с хранением, обработкой информации, проведением логических операций на основе использования технологий RAM (память произвольного доступа), CPU, MRAM, MESO (магнитоэлектрические спинорбитальные логические устройства), позволяющих проводить одновременно несколько операций в пределах одного многофункционального элемента.

В данном контексте большой интерес представляет одна из последних разработок компании Intel по транзисторам нового поколения (MESO), основными элементами которых являются наномангниты, связанные с магнитоэлектрической (МЭ) и спин-орбитальной (СО) компонентами. Конструкция MESO-элементов, которые могут быть объединены в каскадные многоуровневые схемы, обеспечивает значительное снижение потребления энергии, уменьшение напряжений вплоть до 0,5–0,1 В, что делает изучение возможностей ее развития привлекательным для исследователей и технологов.

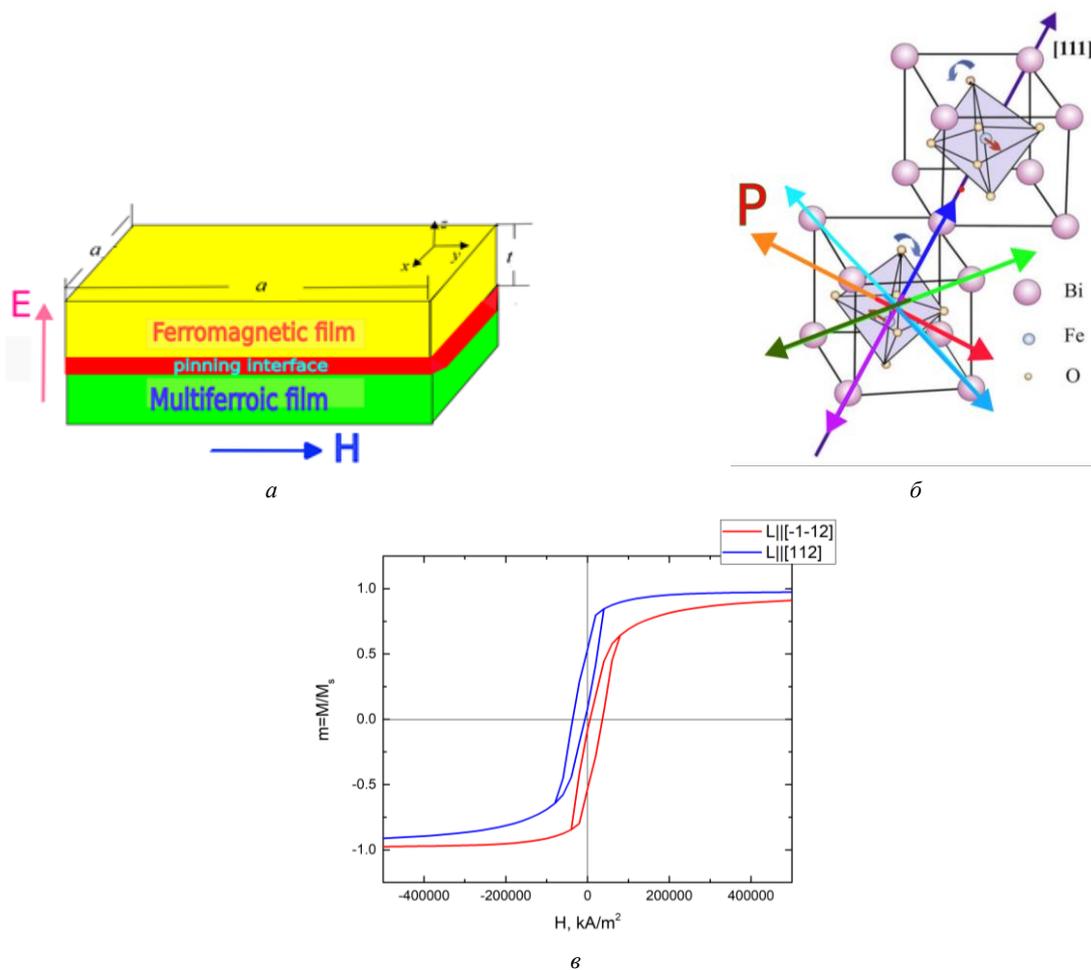
В устройствах MESO-логики МЭ-элемент используется для считывания информации, СО-элемент для записи информации, основными характеристиками, отвечающими за эффективность преобразования магнитных сигналов в электрические (spin-to-charge conversion), являются параметры магнитоэлектрической связи, определяемые тензором магнитоэлектрического взаимодействия  $\alpha_{ij}$  для МЭ-компоненты, углом Холла, который отвечает за эффективность преобразования спинового тока в электрический в материалах с сильной спин-орбитальной связью, для СО-компоненты.

В отношении логических устройств спинтроники основной акцент при исследовании мультиферроидных систем делается на изучении магнитоэлектрических гетероструктур, что связано с непосредственным использованием системы магнетик – мультиферроик в конструкции MESO, а также значительным увеличением коэффициента магнитоэлектрической связи  $\alpha_{ME}$  в магнитоэлектрических гетероструктурах по сравнению с коэффициентами  $\alpha_{ME}$  однофазных мультиферроиков [2].

В настоящее время реализовано многообразие мультиферроидных гетероструктур, различающихся характером магнитоэлектрической связи в области границы раздела, – это может быть прямое обменное взаимодействие, косвенное взаимодействие Дзялошинского – Мория, магнитоупругое взаимодействие, обусловленное «strain»-эффектами – механическими напряжениями в области границы раздела, а также химическими процессами, связанными с ионизацией и миграцией анионов кислорода, изменением плотности электронных состояний (DOS) в области интерфейса [2], что приводит к изменению физических параметров системы, таких как намагниченности насыщения, константы магнитной анизотропии, межслойного обменного взаимодействия, которые оказывают воздействие на магнитоэлектрические эффекты и процессы спиновой переориентации под действием электрического потенциала.

В данной работе исследованы процессы спиновой переориентации в системе ферромагнетик – мультиферроик с обменным межслойным взаимодействием, схематическое изображение структуры показано на рис. 1, а, в качестве модельного объекта исследования рассмотрен мультиферроик  $\text{BiFeO}_3$  (рис. 1, б), магнитные состояния и магнитоэлектрические свойства которого хорошо изучены [3].

Результаты расчета смещения гистерезисной зависимости намагниченности в системе в результате воздействия электрического поля, полученные в рамках модели, в основе которой лежит предположение о том, что в области границы раздела ферромагнетик – мультиферроик формируется пиннинг – слой с однонаправленной магнитной анизотропией, направление которой связано с ориентацией вектора антиферромагнетизма в пленке мультиферроика, показаны на рис. 1, в.



**Рис. 1.** Схематическая иллюстрация наноразмерной гетероструктуры ФМ – МФ (а), система координат выбрана следующим образом:  $x \parallel [100]$ ,  $y \parallel [010]$ ,  $z \parallel [001]$ .  $\text{BiFeO}_3$  рассматривается как мультиферроидная пленка, связанная с ферромагнитной пленкой через интерфейс ФМ-пиннинга, б – элементарная ячейка  $\text{BiFeO}_3$ , направления поляризации  $P \parallel \langle 111 \rangle$  обозначены стрелками, в – гистерезисные зависимости  $m_x(H)$  для начального состояния мультиферроика (в отсутствие электрического поля)  $L_0 \parallel$ ,  $P_0 \parallel$  (красная линия), и состояния  $L_f \parallel$ ,  $P_f \parallel$ , реализованного под действием электрического поля, приложенного в направлении  $[001]$

На основе разработанных моделей проведены расчеты микромагнитных состояний в структурах ферромагнетик – мультиферроик, исследованы их трансформационные свойства и возможности эффективного управления магнитными состояниями под действием внешнего электрического поля.

#### Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00225.

#### Литература

1. S. Manipatruni, D. E. Nikonov, C. C. Lin, et al. // Nature. 2019. V. 565. P. 35–42.
2. P. B. Meisenheimer, S. Novakov, N. M. Vu and J. T. Heron // J. Appl. Phys. 2018. V. 123, no. 24. P. 240901.
3. G. Catalan and J. F. Scott // Adv. Mater. 2009. V. 21, no. 24. P. 2463–2485.

# Проводящие антиферромагнитные материалы для спин-туннельных элементов спинтроники

З. В. Гареева<sup>1,2,\*</sup>, А. К. Звездин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, пр. Октября, 151, Уфа, 450075

<sup>2</sup>НСТ «Спинтронные технологии», Сколково, Москва, 121205

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

\*zukhragzv@yandex.ru

В работе обсуждаются принципы работы спин-туннельных магниторезистивных элементов, в которых в качестве свободного магнитного слоя используются проводящие антиферромагнетики. Определены условия возбуждения электрических и спин-поляризованных токов в антиферромагнитном слое, получены инвариантные комбинации параметров порядка, дающие вклад в термодинамический потенциал системы, а также актуальные выражения для вращательных моментов, используемых в уравнениях магнитодинамики.

## Введение

Спин-туннельные магниторезистивные элементы (СТМР) являются основными компонентами устройств магнитной памяти нового поколения, а также других современных устройств спинтроники. Основу спин-туннельных магниторезистивных элементов составляет туннельный переход, реализуемый в слое диэлектрика вида MgO, расположенном между фиксированным и свободным магнитными слоями; принципиальное значение для технологических приложений имеет увеличение скорости перемагничивания свободного магнитного слоя.

В настоящее время, в связи с развитием концепции антиферромагнитной спинтроники, а также возможностями создания антиферромагнитных проводников, внимание исследователей привлекают спин-туннельные магниторезистивные устройства на основе проводящих антиферромагнетиков и, возможно, новых материалов – альтермагнетиков [1]. В докладе обсуждаются принципы работы спин-туннельных магниторезистивных элементов, в которых в качестве свободного магнитного слоя используются проводящие антиферромагнетики.

Цель работы состоит в изучении возможностей оптимизации магниторезистивных эффектов в спин-туннельных МТJ-устройствах, в которых в качестве свободного магнитного слоя используется антиферромагнетик (проводящий и, в перспективе, обладающий свойствами альтермагнетика). В целом решение данной задачи можно разделить на два этапа. На первом этапе исследуются магнитные состояния, которые могут быть реализованы в свободном слое антиферромагнетика под действием спинового тока, протекающего через туннельный контакт, разделяющего слой поляризатора и свободный слой МТJ. Магнитные состояния антиферромагнитного свободного слоя оказывают влияние на магнитосопротивление туннельного контакта. На втором этапе исследования будет решена задача расчета и анализа тензора проводимости МТJ-элемента с антиферромагнитным подслоем.

## Основные уравнения

Задача о магнитных состояниях в антиферромагнетике, возникающих вследствие действия спин-поляризованных токов, может быть решена с исполь-

зованием техники Лагранжева формализма. Функция Лагранжа и диссипативная функция Рэлея имеют вид

$$L = \chi_{\perp} \dot{\mathbf{l}}^2 / 2\gamma^2 - \chi_{\perp} \mathbf{H} [\mathbf{l} \times \dot{\mathbf{l}}] / \gamma - \Phi, \quad R = \alpha M_0 \dot{\mathbf{l}}^2 / 2\gamma,$$

$$W = T_i \dot{\mathbf{l}}_i,$$

где  $\gamma$  – гиромангнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания,  $\mathbf{l}$  – единичный вектор антиферромагнетизма,  $\Phi$  – термодинамический потенциал системы,  $W$  – плотность энергии, связанной с вращательными моментами  $T$ , действующими на намагниченность со стороны спин-поляризованных токов.

Отметим, что возникновение спиновых токов может быть обусловлено рядом причин. Соответственно, спиновые токи подразделяются на: спин-поляризованные токи  $\mathbf{J}_s^{\pi} = \pi \mathbf{J}$ , связанные с поляризацией электронов по спину  $\pi = (N_{+} - N_{-}) / (N_{+} + N_{-})$ , где  $N_{\mp}$  – число электронов со спином  $s = \mp 1/2$ ,  $\mathbf{J}$  – плотность тока электронов; термически индуцированные спиновые токи, обусловленные спиновым эффектом Зеебека, создаваемым градиентом температуры ( $T$ )  $\mathbf{J}_s^T = -\sigma \nabla T$ ,  $\sigma$  – коэффициент Зеебека [2]; спиновые токи Холла, происхождение которых может быть связано в том числе со спин-орбитальными взаимодействиями  $\mathbf{J}_s^H = \theta_H \rho \mathbf{E}$ ,  $\theta_H$  – угол Холла,  $\mathbf{E}$  – электрическое поле; токи, связанные с процессами переноса спина  $\mathbf{j}_s = \sum_i \mathbf{V}_i \otimes s_i$  и др.

Особенностью спиновых токов с точки зрения симметрии является то, что спиновый ток не меняет знак при инверсии времени, при этом он также как и электрический ток, изменяет знак при пространственной инверсии ( $z \rightarrow -z$ ,  $y \rightarrow -y$ ,  $x \rightarrow -x$ ). Используя это качество, можно выделить основные параметры магнитного упорядочения  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_0 \mathbf{d}(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{Q}\mathbf{r})$ , где  $\mathbf{d}(\mathbf{r})$  – функция, которая зависит от направления радиус-вектора  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{Q}$  – магнитный вектор (при  $\mathbf{Q} = 0$ ,  $\mathbf{d}(\mathbf{r}) = 1$  реализуется ферромагнитное состояние, при  $\cos(\mathbf{Q}\mathbf{r}) = -1$  – антиферромагнитное состояние ( $\mathbf{R}$  – трансляционный вектор решетки),  $\mathbf{Q} = 0$ ,  $\mathbf{d}(\hat{\mathbf{R}}\mathbf{r}) = -\mathbf{d}(\mathbf{r})$  – альтермагнитное состояние ( $\hat{\mathbf{R}}$  – матрица поворотов)) [1], определить их компоненты, чувствительные к действию токов и составить инвариантные комбинации из параметров порядка и компонент спиновых токов, дающих вклад в термодинамический потенциал системы.

## Действие спинового тока в антиферромагнетиках

Для определенности рассмотрим антиферромагнетик CuMnAs, кристаллическая структура которого описывается пространственной группой симметрии  $D_{4h}^7$  ( $P4/nmm_1$ ). Параметры магнитного упорядочения, в данном случае, векторы ферро- и антиферромагнетизма ( $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$ ) вместе с компонентами спинового ( $\mathbf{J}_s$ ) и зарядового токов ( $\mathbf{J}$ ) можно классифицировать по неприводимым представлениям группы симметрии кристалла (табл. 1), что позволит выделить возможные связанные состояния, а также составить инвариантные комбинации из параметров порядка, дающие вклад в термодинамический потенциал системы. Компоненты зарядового тока связаны с компонентами магнитных векторов следующими соотношениями:

$$\dot{J}_z = \alpha_{iz} M_i L_i, \dot{J}_x = \alpha_{xz} (M_z L_x - M_x L_z), \dot{J}_y = \alpha_{yz} (M_z L_y - M_y L_z).$$

Соответственно,  $z$  – компонента тока зарядов ( $dJ_z/dt$ ), воздействует на моды  $L_z M_z$ ;  $L_y M_y$ ;  $L_x M_x$ ;  $x$  – компонента тока ( $dJ_x/dt$ ), возбуждает моды  $L_x M_z$  и  $L_z M_x$ ;  $y$  – компонента тока ( $dJ_y/dt$ ), возбуждает моды  $L_y M_z$  и  $L_z M_y$ .

Табл. 1 позволяет определить инвариантные вклады в термодинамический потенциал системы  $\Gamma_1 = \Gamma_1 \oplus \Gamma_1$ ,  $\Gamma_1 = (\Gamma_7 \oplus \Gamma_5)(\Gamma_3 \oplus \Gamma_2) = (\Gamma_6 \oplus \Gamma_4) \oplus (\Gamma_3 \oplus \Gamma_2) = (\Gamma_7 \oplus \Gamma_5) \oplus (\Gamma_6 \oplus \Gamma_4)$ , связанные с действием спиновых токов

$$\Phi_{J_z} = \alpha_1 J_{s,z}^{H,T} (M_z L_z + M_x L_x + M_y L_y) = \alpha_1 J_{s,z}^{H,T} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{L}),$$

$$\Phi_{J_{s,y}} = \alpha_{xz} J_{s,x}^{H,T} (M_x L_z - M_z L_x) + \alpha_{yz} J_{s,y}^{H,T} (M_y L_z - M_z L_y)$$

и обусловленные их действием вращательные моменты

$$\mathbf{T} \sim [\mathbf{L} \times \partial \Phi_{J_s} / \partial \mathbf{L}], \quad [\mathbf{M} \times \partial \Phi_{J_s} / \partial \mathbf{M}].$$

Таблица 1. Неприводимые представления (НП) группы  $D_{4h}^7$

и базисные функции						
	I	C <sub>2x</sub>	C <sub>2y</sub>	C <sub>4z</sub>	M, L, J	2й порядок
Г1	1	1	1	1		
Г2	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix}$	$J_z \begin{pmatrix} L_x \\ L_y \end{pmatrix},$ $L_z \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}$
Г3	1	-1	-1	1	$M_z$	$J_z L_z$
Г4	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} L_x \\ L_y \end{pmatrix}$	$J_z \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix},$ $M_z \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}$
Г5	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} J_{s,x}^T \\ J_{s,y}^T \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} J_{s,x}^H \\ J_{s,y}^H \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}$	$L_z \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix},$ $M_z \begin{pmatrix} L_x \\ L_y \end{pmatrix}$
Г6	-1	1	1	1	$L_z$	$M_z J_z$
Г7	-1	-1	-1	1	$J_{s,z}^T, J_{s,z}^H, J_z$	$M_z L_z$

Таким образом, на данном этапе использование методов симметричного анализа позволяет определить условия возбуждения электрических и спин-поляризованных токов в антиферромагнитном слое; составить инвариантные комбинации параметров порядка, дающих вклад в термодинамический потенциал системы; а также получить актуальные выражения для вращательных моментов, используемых в уравнениях магнитодинамики.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-11-2022-046.

## Литература

1. R. M. Fernandes, V. S. de Carvalho, T. Birol, R. G. Pereira // Phys. Rev. B. 2024. V. 109, no. 2. P. 024404.
2. K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, E. Saitoh // Nature. 2008. V. 455. P. 778–781.

# Формирование и управление асимметричными резонансами типа Фано в латеральной системе ЖИГ-микроволноводов

А. А. Грачев<sup>1,\*</sup>, Е. Н. Бегинин<sup>1</sup>, Н. Г. Юхтанов<sup>2</sup>, М. В. Рыбин<sup>2</sup>, А. В. Садовников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория «Магнитные Метаматериалы», Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

<sup>2</sup>Университет ИТМО, Санкт-Петербург

\*stig133@gmail.com

В данной работе продемонстрировано формирование асимметричных резонансов типа Фано в системе, состоящей из параллельно ориентированных микроволноводов из железо-иттриевого граната (ЖИГ) и массива ЖИГ-резонаторов. С помощью мандельштам-бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов и радиофизических измерений были получены коэффициенты прохождения СВ и продемонстрировано формирование асимметричных резонансов в передаточных характеристиках.

## Введение

Последние достижения в создании микро- и наноразмерных магнитных структур на основе изоляционных материалов открывают перспективную альтернативу обработке сигналов с использованием спиновых волн (СВ) по сравнению с КМОП (комплементарная металлооксидно-полупроводниковая структура) технологиями [1, 2]. Микро- и наноразмерные магнитные структуры являются перспективной основой для создания магнонных интегральных схем, что позволяет преодолеть ограничения КМОП-электроники. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае возможна реализация ряда устройств обработки сигналов, основанных на принципах магноники [1, 2].

Использование лазерно-индуцированного нагрева поверхности в качестве метода управления характеристиками СВ в ферромагнитных волноводах открывает перспективные возможности в магноники [2]. Управляемое воздействие лазерной энергии на поверхность микроволновода позволяет динамически перестраивать параметры СВ, предоставляя универсальное средство для модуляции их распространения. В отличие от использования дополнительных пьезоэлектрических слоев [1], лазерный нагрев обеспечивает бесконтактный способ перестройки параметров СВ, снижая сложности, связанные с интеграцией материалов, и повышая общую эффективность и гибкость управления СВ в ферромагнитных микроволноводах. В стремлении к развитию магнонных технологий метод лазерного нагрева поверхности представляется перспективным способом перестройки функциональных возможностей СВ с повышенной точностью и адаптивностью.

В данной работе продемонстрировано формирование асимметричных резонансов типа Фано в системе, состоящей из параллельно ориентированных микроволноводов из железо-иттриевого граната (ЖИГ) и массива ЖИГ-резонаторов. С помощью мандельштам-бриллюэновской спектроскопии магнитных материалов и радиофизических измерений были получены коэффициенты прохождения СВ и продемонстрировано формирование асимметричных резонансов в передаточных характеристиках.

## Результаты

Структура (рис. 1) была сформирована из пленки ЖИГ толщиной 10 мкм с намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  Гс. Структура состоит из двух одинаковых планарных ЖИГ-микроволноводов шириной 200 мкм. Длина структуры составляет 6 мм. Между ЖИГ-микроволноводами расположена система резонаторов шириной  $w$  и длиной 500 мкм. Вся структура помещена во внешнее однородное магнитное поле  $H_0 = 1200$  Э, направленное вдоль оси  $y$ , что обеспечивает эффективное возбуждение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ).

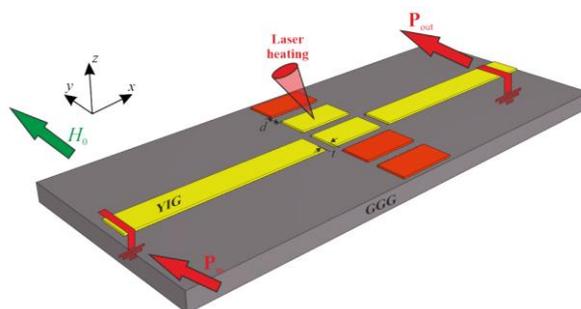


Рис. 1. Схема микроволноводов и системы резонаторов

С помощью микромагнитного моделирования разработана модель, описывающая формирование асимметричных резонансов типа Фано в рассматриваемой структуре. Для управления передаточными характеристиками спиновых волн в ЖИГ-микроволноводах и массиве резонаторов в центре резонаторов происходит воздействие лазерным излучением, что тем самым нагревает резонатор и изменяет значение намагниченности насыщения в нем.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-79-10191.

## Литература

1. А. А. Грачев, А. В. Садовников, С. А. Никитов // *Nanomaterials*. V. 12, no. 9. P. 1520 (2022).
2. А. А. Грачев, А. В. Садовников // *ЖЭТФ*. 2023. Т. 163, в. 1. С. 72–77.

# Обратный эффект Фарадея в пленках феррит-гранатов в ближнем ИК-диапазоне

Н. И. Грибова<sup>1,3,\*</sup>, А. Ю. Федоров<sup>1,3</sup>, А. Е. Безменова<sup>2,3</sup>, Д. М. Кричевский<sup>1,3</sup>, В. Н. Бержанский<sup>4</sup>, В. И. Белотелов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>3</sup>Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр. 1, секторы G3, G7, Территория Инновационного Центра «Сколково», Москва, 121205

<sup>4</sup>Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, пр. Акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007

\*gribova.ni@phystech.edu

Обратный эффект Фарадея основан на принципе, согласно которому свет с круговой поляризацией, падающий на кристалл, индуцирует намагничённость. Прямой и обратный эффекты Фарадея определяются электро-дипольными и магнито-дипольными переходами в магнитооптическом материале. В работе получена зависимость прямого и обратного эффекта Фарадея (ОЭФ) от длины волны, а также оценены вклады от электро-дипольных и магнито-дипольных переходов в ближнем ИК-диапазоне.

## Введение

В методе «накачки-зондирования» возбуждение динамики намагничённости осуществлялось с помощью фемтосекундных лазерных импульсов накачки в тонких пленках феррит-гранатов. Взаимодействие электромагнитной волны с магнитооптическим веществом определяется локальным нагревом образца, магнитооптическими эффектами, свойствами материала, а также фотоиндуцированной магнитной анизотропией. Далее будет показано, что наблюдаемая динамика намагничённости определяется только магнитооптическими эффектами.

Свойства материала играют ключевую роль в описании магнитооптических эффектов, а именно – дисперсионные соотношения диагональных и недиагональных элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости,  $\hat{\epsilon}$  и  $\hat{\mu}$  соответственно:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -i\epsilon_{xy} & 0 \\ i\epsilon_{yx} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & -i\mu_{xy} & 0 \\ i\mu_{yx} & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}.$$

Прямой и обратный эффекты Фарадея определяются электро-дипольными и магнито-дипольными переходами, связанными с тетраэдрическими и октаэдрическими участками кристаллической решетки железа в магнитооптическом материале. В ультрафиолетовом и видимом диапазонах преобладают электро-дипольные переходы, а в ближнем и инфракрасном диапазоне магнито-дипольные. Соответственно, в данной работе вклад, обусловленный последним типом переходов, является константой в прямом эффекте Фарадея, так как резонанс находится в ИК-диапазоне. Тензор магнитной проницаемости представляется в виде:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -ia/w & 0 \\ ia/w & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix},$$

где  $a$  является константой.

Тогда угол Фарадея и эффективное поле ОЭФ можно представить в виде суммы:

$$\theta_F = \theta_{ED} + \theta_{MD}, \quad H_{IFE} = H_{ED} + H_{MD}.$$

Эффективное поле ОЭФ зависит напрямую от угла Фарадея по следующим формулам:

$$\theta_F = \frac{\pi l}{\lambda \sqrt{\epsilon_{xx} \mu_{xx}}} (\epsilon_{xy}(\lambda) + \mu_{xy}(\lambda)),$$

$$H_{IFE} = \frac{E_0^2}{4\pi M} (\epsilon_{xy}(\lambda) + \mu_{xy}(\lambda)) = \frac{E_0^2}{4\pi^2 M} \frac{\lambda \sqrt{\epsilon_{xx} \mu_{xx}}}{l} \theta_F,$$

где вклад вносят как диагональные, так и недиагональные части тензоров.

## Результаты

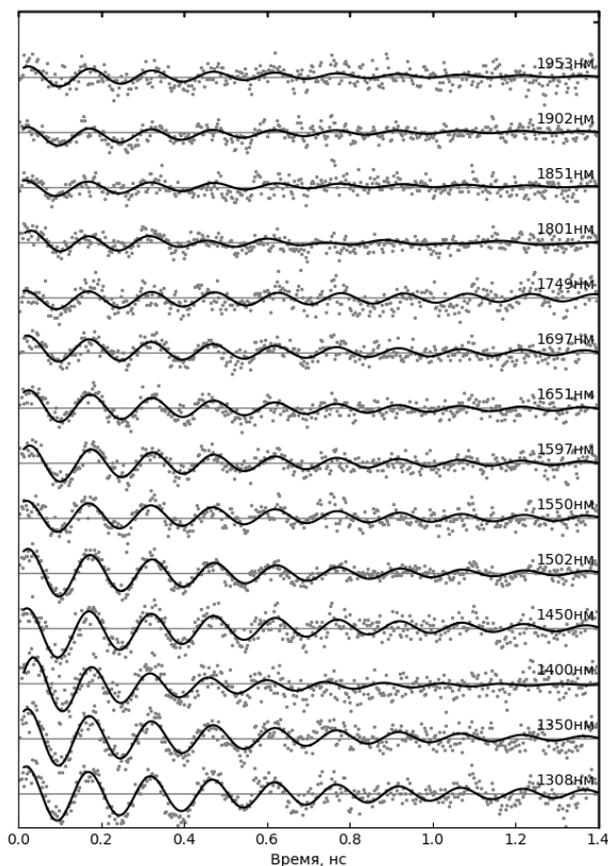
Эксперименты были проведены на тонкой пленке редкоземельного феррита-граната толщиной 2120 нм ( $\text{Bi}_{1,1}\text{Y}_{0,9}\text{Lu}_{1,0}\text{Fe}_{4,5}\text{Sc}_{0,5}\text{O}_{12}$ ), выращенного методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Такой выбор образца обусловлен наличием висмута для увеличения угла Фарадея.

Динамика намагничённости возбуждалась фемтосекундными лазерными импульсами накачки длительностью 250 фс. Импульсы накачки имели круговую поляризацию, длина волны накачки изменялась от 1300 до 1950 нм. Прецессия намагничённости во внешнем магнитном поле наблюдалась с помощью линейно поляризованного лазерного луча зондирования с длиной волны 525 нм. В результате прецессии намагничённости изменяется проекция намагничённости на волновой вектор зондирующего импульса, что регистрируется изменением угла Фарадея. В плоскости образца прикладывалось внешнее постоянное магнитное поле 180 мТл.

На рис. 1 представлены изменения угла Фарадея от времени при разных длинах волн импульсов накачки. Все данные ортонормированы на плотность энергии накачки при постоянной плотности энергии зондирования.

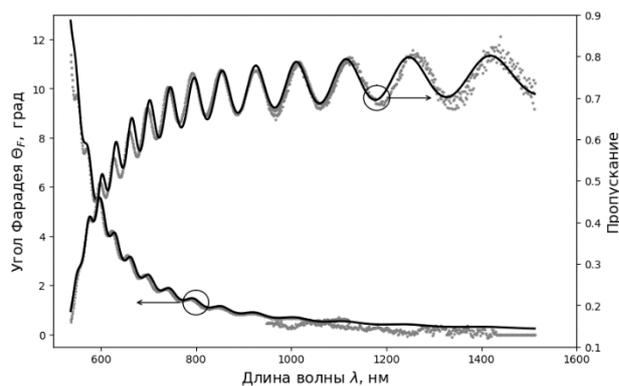
Аппроксимация спектров, полученная нахождением параметров электро-дипольных и магнито-дипольных переходов, пропускания и угла Фарадея для данного образца представлена на рис. 2.

Подобранные параметры определяют диагональные и недиагональные элементы тензоров, получая хорошую сходимость с теоретическим описанием и экспериментом.



**Рис. 1.** Прецессия намагниченности при возбуждении импульсами накачки в диапазоне от 1300 до 1950 нм, нормированная на плотность. Внешнее магнитное поле 180 мТл. Импульс накачки воздействует на образец в момент времени  $t = 0$

Были проведены эксперименты, которые подтверждают линейную зависимость наблюдаемого эффекта ОЭФ от энергии импульсов оптической накачки. При изменении плотности энергии импульсов накачки, а также при изменении внешнего магнитного поля частота прецессии не изменялась. Таким образом, наблюдаемые эффекты являются магнитооптическими, не определяются локальным нагревом образца и фотоиндуцированной анизотропией.



**Рис. 2.** Спектры коэффициента оптического пропускания и угла Фарадея исследуемого образца. Угол Фарадея измерен при приложении внешнего магнитного поля величиной 250 мТл по нормали к образцу

### Выводы

Прямой и обратный эффекты Фарадея определяются электро-дипольными и магнито-дипольными вкладами, причем в ИК-области вклад от магнито-дипольных переходов больше. В дальнейших исследованиях будут получены результаты в большем диапазоне длин волн импульсов накачки, а также проведены исследования на других образцах.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-62-10024.

### Литература

1. Gary A. Allen and Gerald F. Dionne. Application of permittivity tensor for accurate interpretation of magneto-optical spectra // *Journal of Applied Physics*. 73(10):6130–6132, 05 (1993).
2. D. O. Dzibrou and A. M. Grishin. Fitting transmission and Faraday rotation spectra of [Bi<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>/Sm<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>]m magneto-optical photonic crystals // *Journal of Applied Physics*, 106(4):043901, 08 (2009).
3. G. S. Krinchik and M. V. Chetkin. Transparent ferromagnets // *Usp. Fiz. Nauk*, 98(5):3–25 (1969).

# Гальваномагнитные свойства слоев GaMnAs, полученных ионной имплантацией: роль энергии ионов Mn<sup>+</sup>

Ю. А. Данилов<sup>1,\*</sup>, В. А. Быков<sup>1</sup>, О. В. Вихрова<sup>1</sup>, Д. А. Здоровейцев<sup>1</sup>,  
И. Л. Калентьева<sup>1</sup>, Р. Н. Крюков<sup>1</sup>, А. Е. Парафин<sup>2</sup>, Ю. А. Агафонов<sup>3</sup>, В. И. Зиненко<sup>3</sup>,  
Р. И. Баталов<sup>4</sup>, В. Ф. Валеев<sup>4</sup>, В. И. Нуждин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23/3, 603022

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афоново, ул. Академическая, 7, 603087

<sup>3</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых веществ РАН, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, 6, 142432

<sup>4</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань,

ул. Сибирский тракт, 10/7, 420029

\*Danilov.Yu46@yandex.ru

Рассмотрены ферромагнитные свойства слоев GaMnAs, полученных имплантацией ионов Mn с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО). Показано влияние энергии имплантации на форму профиля распределения атомов Mn и на магнитополевые зависимости эффекта Холла при разных температурах измерения.

## Введение

Известно [1], что ферромагнитные полупроводники (ФМП), т. е. материалы, сочетающие полупроводниковые и ферромагнитные свойства, могут быть успешно использованы в приборах спиновой электроники, например, в качестве спиновых инжекторов. Для появления ферромагнитных свойств обычные полупроводники должны быть легированы атомами переходных элементов до уровня порядка нескольких атомных процентов, что заметно превышает предел их равновесной растворимости. Следовательно, для такого легирования должны применяться неравновесные технологические приемы, среди которых типичным является использование низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ). Каноническим ФМП является GaMnAs, в котором атомы Mn, замещающие узлы в галлиевой подрешетке, играют роль как локализованных магнитных моментов, так и акцепторов, поставляющих свободные дырки. Типичной температурой Кюри для GaMnAs, выращенного методом НТ-МЛЭ в оптимизированных условиях, является  $T_C \sim 110$  К [1].

Альтернативным методом формирования GaMnAs является имплантация в GaAs больших доз ионов Mn<sup>+</sup>. Однако уже первые эксперименты, проведенные с использованием быстрого термического отжига (БТО) для восстановления кристаллической структуры GaAs, облученного ионами марганца, показали формирование в матрице GaAs:Mn включений второй фазы (кластеров MnAs) [2], что было связано с выходом избыточных (выше предела равновесной растворимости) атомов Mn из твердого раствора GaMnAs. Решением проблемы оказалось использование для постимплантационного отжига наносекундных лазерных импульсов [3]. Результаты проведенных к настоящему времени исследований (см., например, обзор [4]) в основном сводятся к следующим утверждениям: 1) при дозах ионов Mn  $(1-5) \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> и плотности энергии одиночного импульса (длительностью 20–30 нс) эксимерного KrF или XeCl лазера 0,2–0,4 Дж/см<sup>2</sup> полученные слои GaMnAs являются ферромагнитными, что проявляется в гистерезисных магнитополевых зависимостях как намагниченности, так и аномального эффекта Холла, с  $T_C$  до 110–120 К; 2) магнетосопротивление является отри-

цательным до температур несколько выше  $T_C$ ; 3) сформированные слои являются однофазными, что объясняется плавлением GaAs до глубины не менее 300 нм при поглощении энергии лазерного импульса и сверхбыстрым (со скоростью порядка нескольких м/с) движением фронта рекристаллизации от монокристаллической подложки к поверхности, при котором твердотельная реакция образования кластеров типа MnAs не успевает произойти. Следует, однако, указать, что в опубликованных до настоящего времени статьях используются энергии ионов Mn<sup>+</sup> от 50 до 300 кэВ без какого-либо обоснования их выбора.

## Методика эксперимента

Имплантация ионов Mn<sup>+</sup> в пластины полуизолирующего GaAs(001) выполнена при энергиях  $E_i$  от 40 до 200 кэВ с дозами  $D_i$  от  $1 \times 10^{16}$  до  $5 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Для рекристаллизации аморфизованного слоя и активации атомов Mn использован отжиг одиночным импульсом эксимерного KrF лазера (длина волны 248 нм, длительность импульса 30 нс) при плотности энергии излучения  $W$  от 200 до 400 мДж/см<sup>2</sup>.

Электрические измерения при комнатной температуре на установке Nanometrics-9500 выполнены в геометрии ван-дер-Пау с помощью индиевых омических контактов к поверхности образцов. Гальваномагнитные свойства при температурах 10–300 К изучены при развертке магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности структур, в диапазоне  $\pm 3600$  Э. При этом образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, а измерения выполнялись с использованием источника-измерителя Keithley-2400. Проведено сравнительное исследование магнитополевых зависимостей эффекта Холла и магнетосопротивления (МС) для образцов, полученных имплантацией ионов при 40 и 180 кэВ.

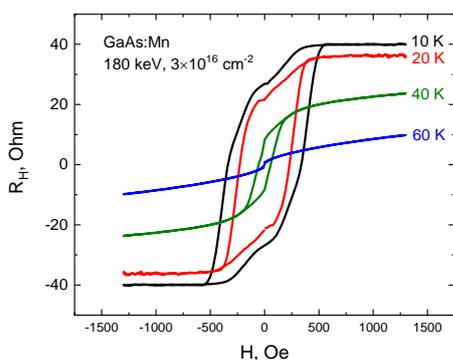
Для исследования распределения имплантированного Mn в GaAs использован метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Измерения выполнены на сверхвысоковакуумном комплексе Omicron Multiprobe RM. Для возбуждения фотоэмиссии использовалось Al K $\alpha$ -излучение с энергией 1486,7 эВ. Получение профилей распределения концентраций элементов по глубине в GaAs осуществлялось путем травления поверхности ионами аргона с

энергией 1 кэВ и углом падения  $45^\circ$ . Атомная концентрация элементов в слоях определялась методом факторов относительной чувствительности.

## Результаты

Форма профилей имплантированного Mn оказалась зависимой от энергии ионов. Так, при  $E_i = 180$  кэВ распределение атомов Mn имеет колоколообразный вид с положением максимума концентрации  $R_m$ , зависящим от дозы. При  $D_i = 1 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  значение  $R_m = 100$  нм, при  $3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  – 85 нм и при  $5 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  – 60 нм. Рассчитанное по программе SRIM-2013 значение среднего проецированного пробега  $R_p = 105$  нм. При относительно низкой  $E_i$  профиль существенно изменяется: при 40 кэВ и дозе  $3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  вблизи поверхности распределение имеет небольшую «полку» на уровне концентрации  $4,5 \times 10^{21}$   $\text{см}^{-3}$  и плавный спад до  $\approx 50$  нм. Укажем, что максимум концентрации Mn при 180 кэВ и такой же дозе  $3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  составляет лишь  $1,5 \times 10^{21}$   $\text{см}^{-3}$ . Отмеченные особенности профилей связаны с эффектами ионного распыления (для ионов Mn 40 кэВ расчет дает большую величину  $S = 9,7$  ат./ион). После ИЛО профиль имплантации значительно модифицируется: наблюдается сегрегация атомов Mn к поверхности и «выполживание» более глубоких слоев без изменения общей толщины легированного слоя.

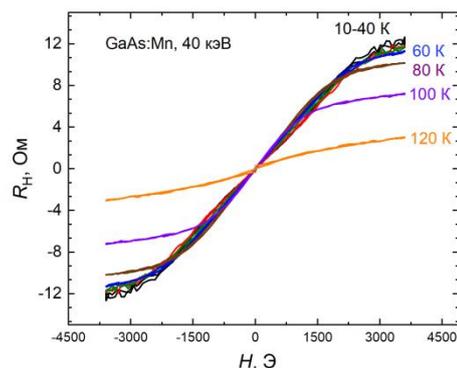
На рис. 1 показаны результаты измерения эффекта Холла для образца GaMnAs после имплантации Mn с энергией 180 кэВ ( $D_i = 3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$ ,  $W = 300$  мДж/см<sup>2</sup>). Видно, что эффект Холла является аномальным с петлей гистерезиса вплоть до 40 К; коэрцитивное поле  $H_C$  монотонно уменьшается с ростом  $T$ . Такой вид зависимости является обычным для ферромагнитных слоев GaMnAs [4]. Магнетосопротивление для этого образца является вплоть до  $T_C$  отрицательным с участками анизотропного МС при  $H < H_C$ .



**Рис. 1.** Магнитопольная зависимость холловского сопротивления для образца, отожженного при  $W = 300$  мДж/см<sup>2</sup>

На рис. 2 приведены магнитопольные зависимости холловского сопротивления для образца с  $E_i = 40$  кэВ (остальные параметры имплантации и ИЛО – такие же, как и для первого образца). Видно, что эффект Холла является аномальным вплоть до 100 К; магнетосопротивление – анизотропное. Отсутствие петли гистерезиса для GaMnAs при  $E_i = 40$  кэВ

может быть связано с фактором формы для ферромагнитных материалов, когда для очень тонких слоев ось легкого намагничивания находится в плоскости образца.



**Рис. 2.** Эффект Холла для образца, полученного при  $E_i = 40$  кэВ,  $D_i = 3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$ ,  $W = 300$  мДж/см<sup>2</sup>

Измерение температурной зависимости слоевого сопротивления легированных Mn-слоев показывает наличие максимума, положение которого обычно указывает на величину  $T_C$ . При 40 кэВ, дозе  $3 \times 10^{16}$   $\text{см}^{-2}$  и  $W = 300$  мДж/см<sup>2</sup> температура Кюри составляет 115 К, а при тех же условиях, но при  $E_i = 180$  кэВ значение  $T_C = 40$ –60 К. Этот результат коррелирует с измерениями слоевой концентрации дырок при 300 К: она приблизительно одинакова ( $3,1$ – $3,2$ )  $\times 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$  для этих двух энергий. Поскольку слой, полученный при  $E_i = 180$  кэВ, имеет толщину  $\sim 200$  нм, то средняя концентрация дырок в нем в 4 раза ниже, чем при 40 кэВ, а это приводит к более низкой  $T_C$ .

## Выводы

Различия в профилях распределения Mn в слоях GaAs, полученных при разных энергиях имплантации, связаны с эффектом ионного распыления. Слои, созданные имплантацией ионов Mn в GaAs при разных энергиях и отожженные эксимерным лазером, являются ферромагнитными. Магнитопольные зависимости эффекта Холла для энергий имплантации 40 и 180 кэВ значительно различаются, что, видимо, связано с расположением оси легкого намагничивания.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-29-00312).

## Литература

1. T. Dietl, H. Ohno // Rev. Mod. Phys. 2014. V. 86. P. 187–251.
2. P. J. Wellmann, J. M. Garcia, J.-L. Feng, P. M. Petroff // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 3291–3293.
3. M. A. Scarpulla, O. D. Dubon, K. M. Yu, et al. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1251–1253.
4. S. Zhou // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48, no. 263001.

# Природа асимметрии спектров ФМР одиночных слоев ферромагнитных металлов

Е. С. Демидов<sup>1,\*</sup>, Н. С. Гусев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*demidov@phys.unn.ru

В ходе исследования составляющих структур ФМ/НМ/ФМ установлено, что в ряде случаев наблюдается асимметрия спектра ФМР у одиночных ферромагнитных слоев. В настоящей работе обсуждается природа такой асимметрии одиночных наноразмерных слоев железа и кобальта, которая связывается с латеральной неоднородностью тонких магнитных слоев. Приводятся результаты численного анализа спектров ФМР модельных структур одиночных слоев с неоднородностями диссипации прецессии спинов и антиферромагнитным обменным взаимодействием между этими неоднородностями.

## Введение

Слоистые структуры ФМ/НМ/ФМ, ФМ/Д/ФМ с обменным взаимодействием (ОВ) между магнитными слоями представляют интерес для реализации различных перспективных структур спинтроники [1–3]. Ранее были приведены результаты анализа закономерностей в спектрах ферромагнитного резонанса (ФМР) структур ФМ/НМ/ФМ и ФМ/НМ/ФМ/НМ с близкими параметрами магнитных слоев в зависимости от скалярного обменного взаимодействия (ОВ) между магнитными слоями на основе численного решения уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта. Экспериментально, аналитически и численным моделированием установлена возможность определения величины и знака ОВ по характеру асимметрии спектров ФМР структур ФМ/НМ/ФМ и ФМ/НМ/ФМ/НМ [4, 5]. Причем, как показано численным моделированием [6], имеют место немонотонные зависимости параметра асимметрии  $A$  от ОВ или отношения параметров диссипации  $g_2/g_1$ . Имеются оптимальные значения ОВ и  $g_2/g_1$ , при которых асимметрия достигает максимума  $A \approx 2$ . В ходе исследования составляющих структур ФМ/НМ/ФМ и ФМ/НМ/ФМ/НМ было установлено, что в ряде случаев наблюдается асимметрия и у одиночных ферромагнитных слоев. В настоящей работе обсуждается природа такой асимметрии, которая связывается с латеральной неоднородностью тонких магнитных слоев. Приводятся результаты численного анализа спектров ФМР модельных структур одиночных слоев с неоднородностями диссипации прецессии спинов и ОВ между этими неоднородностями.

Объектами исследований являлись сформированные магнетронным осаждением в ИФМ РАН на подложку из монокристаллического кремния или аморфного кварца одиночные слои нанометровой толщины ферромагнитных металлов Ni, NiFe, Fe, Co. Для записи спектров ФМР при комнатной температуре использован 3-см спектрометр электронного парамагнитного резонанса EMX + 10/12 фирмы Брукер, оснащенный электромагнитом с полем до 1,5 Тл.

## Результаты

На самом деле существуют металлы или их сплавы линии ФМР наноразмерных слоев, которые с высокой точностью являются симметричными. В каче-

стве примеров на рис. 1 и 2 приведены спектры соответственно для слоя никеля 10 нм на кремнии Ni/Si и слоя пермаллоя 15 нм на кварце NiFe/SiO<sub>2</sub> при комнатной температуре для параллельной  $\theta_H = 90^\circ$  и перпендикулярной  $\theta_H = 0^\circ$  ориентаций внешнего магнитного поля. Как видно, при обеих ориентациях внешнего поля линии ФМР совершенно симметричны. Эта симметрия сохраняется и при промежуточных ориентациях поля.

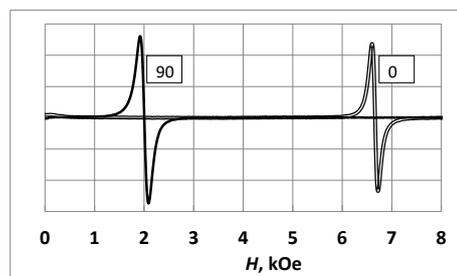


Рис. 1. Спектры ФМР слоя никеля 10 нм на кремнии Ni/Si при 293 К. Цифры у кривых – значения  $\theta_H$  в градусах

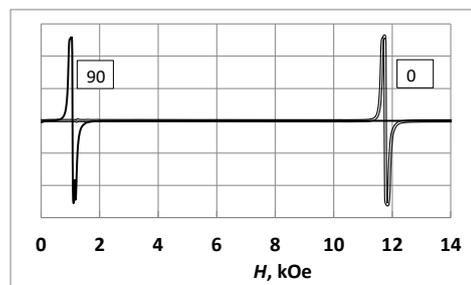
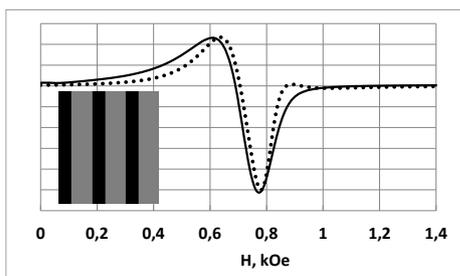


Рис. 2. Спектры ФМР слоя пермаллоя 15 нм на кварце NiFe/SiO<sub>2</sub> при 293 К. Цифры у кривых – значения  $\theta_H$  в градусах

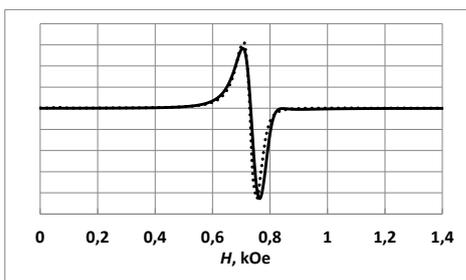
Вместе с тем, в случаях наноразмерных слоев железа и кобальта имеется существенная асимметрия линий ФМР. На рис. 3, 4 приведены спектры ФМР слоя железа 5 нм на кремнии Fe/Si и слоя кобальта 10 нм на кремнии Co/Si, соответственно при 293 К и  $\theta_H = 90^\circ$ . Перпендикулярная ориентация ( $\theta_H = 0^\circ$ ) недоступна в диапазоне спектрометра 0–1,5 Тл в обоих вариантах с величиной намагниченности насыщения свыше 1000 Гс. Как видно в обоих случаях, линия ФМР имеет вид, характерный для антиферромагнитного ОВ двух магнитных подсистем. В качестве меры асимметрии в [6] взят параметр  $A$ , равный модулю

отношения высоты большего пика к меньшему пику первой производной линии спектра ФМР. Если левый положительный пик больше правого отрицательного, то  $j > 0$ , при обратном соотношении  $j < 0$ .

Предполагается, что в случае одиночного слоя ферромагнетика природа такой асимметрии связана с латеральной неоднородностью тонких магнитных слоев. Имеются два типа областей с одинаковыми намагниченностями насыщения, но отличающихся диссипацией прецессии спинов приблизительно на порядок. Сильная угловая анизотропия экспериментальных спектров ФМР свидетельствует о том, что размеры неоднородностей много больше толщины слоев.



**Рис. 3.** Спектры ФМР слоя железа 5 нм на кремнии Fe/Si при 293 К и  $\theta_H = 90^\circ$ . Точечная кривая – результат численного моделирования линии ФМР. На вставке показан идеализированный вариант неоднородности в виде полосатой структуры



**Рис. 4.** Спектры ФМР слоя кобальта 10 нм на кремнии Co/Si при 293 К и  $\theta_H = 90^\circ$ . Точечная кривая – результат численного моделирования линии ФМР

Один из идеализированных вариантов латеральной неоднородности представлен на вставке рис. 3 в виде полосатой структуры. При этом задача формально описывается так же, как в структуре из двух магнитных слоев, связанных обменным взаимодействием.

На рис. 3 показан результат численного моделирования линии ФМР слоя железа 5 нм с использованием фактора спектроскопического расщепления  $g_{Fe} = 2,1$  [7] и подгоночными параметрами: эффективной намагниченностью насыщения  $M_{sFe} = 1200$  Гс, параметрами диссипации  $\alpha_1 = 0,006 \cdot \gamma_1 \cdot M_{sFe1}$ ,  $\alpha_2 = 0,06 \cdot \gamma_2 \cdot M_{sFe2}$  и параметром антиферромагнитного ОВ  $j = -0,065$  мДж/м<sup>2</sup>. Параметр асимметрии  $A \approx$

$\approx -2,5$ . Вместо толщины слоев в двухслойной задаче использовались величины ширин полосок на вставке на рис. 3, которые были взяты равными толщине слоя железа 5 нм. Если полоски будут шире, соответственно увеличится по модулю параметр ОВ  $j$ .

На рис. 4 показан аналогичный результат численного моделирования линии ФМР слоя кобальта 10 нм с использованием фактора спектроскопического расщепления  $g_{Co} = 2,18$  [7] и подгоночными параметрами: эффективной намагниченностью насыщения  $M_{sCo} = 1025$  Гс, параметрами диссипации  $\alpha_1 = 0,003 \cdot \gamma_1 \cdot M_{sCo1}$ ,  $\alpha_2 = 0,03 \cdot \gamma_2 \cdot M_{sCo2}$  и параметром антиферромагнитного ОВ  $j = -0,05$  мДж/м<sup>2</sup>. Параметр асимметрии  $A \approx -1,5$ .

Как видно на рис. 3 и 4, имеется хорошее согласие экспериментальных и расчетных спектров ФМР слоев железа и кобальта. Осталось выяснить какова на самом деле конфигурация и размеры неоднородностей. Вероятно, в этом поможет магнитно-силовая зондовая микроскопии.

## Выводы

В отличие от одиночных слоев никеля и пермаллоя, в случае наноразмерных слоев железа и кобальта наблюдается существенная асимметрия линий ФМР. Природа такой асимметрии связана с латеральной неоднородностью тонких магнитных слоев. Имеются два типа областей, с одинаковыми намагниченностями насыщения, но отличающихся на порядок диссипацией прецессии спинов. Численное моделирование ФМР с вариацией параметров спектров позволило получить хорошее согласие расчетных и экспериментальных асимметричных спектров ФМР наноразмерных слоев железа и кобальта. Необходимы измерения магнитно-силовой зондовой микроскопии.

## Литература

1. А. А. Fraerman, О. L. Ermolaeva, Е. V. Skorohodov, et al. // JMMM. 2015. V. 393. P. 452–456.
2. Е. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin, et al. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 173901.
3. Е. В. Скороходов, Е. С. Демидов, С. Н. Вдовичев, А. А. Фраерман // ЖЭТФ. 2017. Т. 151, вып. 3. С. 1–6.
4. О. G. Udalov, А. А. Fraerman, and Е. S. Demidov // JAP. 2019. V. 125. P. 103902.
5. S. N. Vdovichev, N. S. Gusev, S. A. Gusev, et al. // IEEE Transactions on Magnetics. 2019. V. 55. P. 6100906 (1–6).
6. Е. С. Демидов, Н. С. Гусев, И. Ю. Пашенькин, З. Ш. Гасайниев // Труды XXIV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 10–13 марта 2020 г. 2020. ИФМ РАН. Т. 1. С. 183–184.
7. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Москва : «Наука», 1978. С. 619.

# Влияние частоты переменного тока на магнитоимпедансный отклик тонкопленочных магнитных структур с изолятором в линейном и нелинейном режимах возбуждения выходного сигнала

Г. Д. Демин\*, А. Д. Федина, Н. А. Дюжев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Зеленоград, Москва, 124498  
\*gddemin@edu.miet.ru

В работе применяется микромагнитный подход для моделирования структуры  $\text{CoFeSiB-SiO}_2\text{-Al-SiO}_2\text{-CoFeSiB}$ , демонстрирующей эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ). В нелинейном режиме детектирования (при токе  $I = 37$  мА) поля, ориентированного вдоль оси анизотропии, сигнал увеличивается более чем в 27 раз с изменением частоты от 10 до 20 МГц, тогда как с ростом амплитуды тока от 12,3 до 37 мА его значение на несколько порядков возрастает. При этом резонансный отклик (~146 мВ) наблюдается уже при малом поле ( $H \approx 1$  Э) за счет преобладания более высоких гармоник, тогда как в линейном режиме ( $I < 37$  мА) данного поля недостаточно для достижения максимума сигнала.

## Введение

В настоящее время интенсивно развивается воспроизводимая и совместимая с процессом изготовления КМОП интегральных схем тонкопленочная технология высокочувствительных магнитных сенсоров, работающих на эффекте гигантского магнитоимпеданса (ГМИ) в аморфных ферромагнитных (ФМ) структурах различного типа – однослойных ФМ-оболочках [1], многослойных периодических ФМ-структурах с немагнитной (НМ) прослойкой [2], а также ФМ-структурах с изолирующим слоем, отделяющим токопроводящую шину от магнитомягких слоев [3]. Данный эффект обусловлен значительным (более 100%) изменением импеданса аморфных ФМ-пленок при вариации внешнего магнитного поля, что позволяет детектировать его значения с чувствительностью на уровне сотен пикотесла при комнатной температуре и, следовательно, может быть применимо для точного измерения биомангнитных полей в современных системах медицинской диагностики [4]. Наибольшее изменение импеданса пленочных структур наблюдается в диапазоне частот от нескольких сотен килогерц до десятков мегагерц, тогда как с ростом частоты выше 10 МГц в структурах без изолятора заметным становится влияние вихревых токов, стимулирующее затухание динамики доменных стенок (ДС) и, как следствие, падение ГМИ эффекта [5]. С другой стороны, подобный вклад минимизируется путем добавления слоя изолятора (И) между НМ-проводником и ФМ-пленкой, причем переход от линейного к нелинейному режиму детектирования при высоких амплитудах тока может дополнительно усиливать магнитоимпедансный отклик в таких ГМИ структурах [6]. При проектировании сенсоров на их основе в выбранном частотном диапазоне токов важно учитывать шероховатость ФМ-пленки, формирующую локальные пиннинговые центры для ДС и затрудняющую динамику спинов, что требует привлечения микромагнитного подхода к моделированию.

Для этой цели ранее нами был предложен оригинальный теоретический подход к определению выходных характеристик многослойных тонкопленочных структур состава «ФМ-И-НМ-И-ФМ», сочетающий в себе численный расчет трехмерного распределения переменного магнитного поля от НМ-провод-

ника с током, микромагнитное моделирование динамики локализованных спинов аморфной ФМ-пленки в данном поле в каждый момент времени и оценку на его основе магнитоимпедансного отклика всей магнитной системы в виде выходного напряжения на считывающей катушке. В отличие от предшествующих работ, с применением такого подхода может быть рассмотрена любая конфигурация чувствительного элемента ГМИ сенсора, в том числе, с учетом реальной морфологии, геометрии и состава слоев, формируемых при прохождении технологического маршрута.

В рамках текущей работы проанализирована зависимость выходного напряжения тонкопленочной структуры  $\text{CoFeSiB/SiO}_2\text{/Al/SiO}_2\text{/CoFeSiB}$  от частоты и амплитуды переменного тока в линейном и нелинейном режиме протекания ГМИ-эффекта при различном направлении детектируемого магнитного поля.

## Теоретическая модель

На рис. 1 представлен поперечный срез моделируемой тонкопленочной структуры «ФМ-И-НМ-И-ФМ», где в качестве ФМ-слоя (оболочки) выступает аморфный  $\text{CoFeSiB}$  (500 нм) с повышенным содержанием  $\text{Co}$  (для получения заметного эффекта ГМИ – до 700% и выше [3]), в качестве И-прослойки –  $\text{SiO}_2$  (300 нм), а в качестве НМ центральной шины с током –  $\text{Al}$ -проводник (800 нм). Размер чувствительного элемента (без считывающей катушки) составляет: ширина 3,3 мкм, высота 2,4 мкм, длина 2,6 мм. Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, считывающая катушка вокруг ФМ-оболочки снимает выходное напряжение, генерируемое в результате возбуждения спиновой динамики в переменном магнитном поле Эрстеда и соответствующей вариации поперечной компоненты магнитного потока.

Микромагнитный расчет магнитной динамики ФМ-оболочки проводился в пакете  $\text{Mumax3}$  на основе решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта с использованием вложенного метода Рунге – Кутты – метода Дормана – Принса (RK45) без учета тепловых эффектов. Магнитная система была разбита на кубические ячейки  $5 \times 5 \times 5$  нм, размер которых при заданных параметрах не превышает длину обменной связи. Карты распределения магнитного поля Эрстеда  $\mathbf{H}_{\text{AC}} = \mathbf{H}_{\text{AC}}(x, y, z, t)$  в поперечном сечении структуры от

центрального НМ-проводника с переменным током  $I = I_0 \cdot \sin \omega t$  ( $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  – частота тока) были получены путем решения уравнений Максвелла в программной среде COMSOL MultiPhysics и далее импортировались в Mux3 в каждый момент времени с малым шагом  $\Delta t = 0,1$  нс  $\ll 1/f$ . Магнитные параметры ФМ (CoFeSiB): коэффициент затухания Гильберта  $\alpha = 0,01$ , обменная константа  $A_{EX} = 10^{-11}$  Дж/м, коэффициент одноосной магнитной анизотропии  $K_U = 280$  Дж/м<sup>3</sup>, направление анизотропии  $\mathbf{u} = \mathbf{e}_x$ , намагниченность насыщения  $M_S = 560$  кА/м. Моделирование выходного сигнала  $V_{OUT}$  проводилось для двух направлений детектируемого поля  $\mathbf{H}_{DC}$  – вдоль  $\mathbf{e}_x$  (TL) и вдоль вектора  $\mathbf{e}_z$  (TT) при частоте  $f$  в диапазоне от 10 до 40 МГц и различной величине коэффициентов  $k_{AC} = H_{AC}/H_K$ ,  $k_{DC} = H_{DC}/H_K$ , где  $H_K$  – поле одноосной магнитной анизотропии.

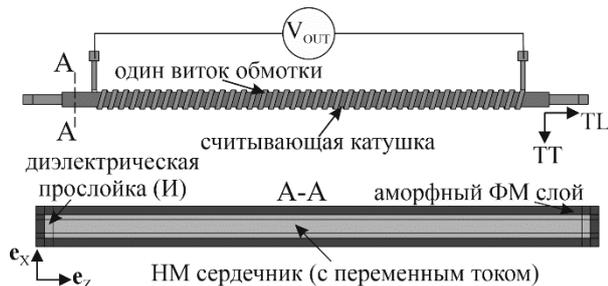


Рис. 1. Тонкопленочная магнитная структура ГМИ сенсора состава «ФМ-И-НМ-И-ФМ»

## Результаты

На рис. 2 представлены рассчитанные временные зависимости выходного напряжения  $V_{OUT}$  при варьированном параметре  $k_{AC}$  и фиксированном значении  $k_{DC} = 0,1$ , характеризующем малое детектируемое поле величиной порядка 1 Э (для частоты тока  $f = 20$  МГц).

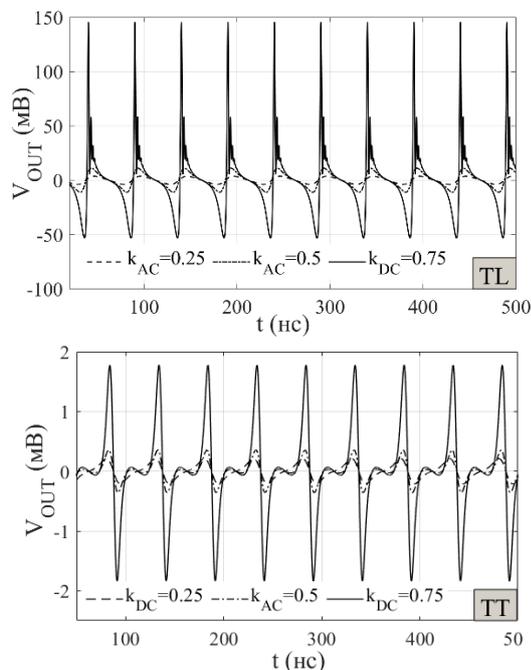


Рис. 2. Временная зависимость выходного напряжения при различных значениях параметра  $k_{AC}$  для направления поля  $\mathbf{H}_{DC}$  вдоль  $\mathbf{e}_x$  (TL) и вдоль  $\mathbf{e}_z$  (TT), где  $k_{DC} = 0,1$ ,  $f = 20$  МГц

Рассмотрены два случая направления детектируемого поля HDC – параллельно (TL) и перпендикулярно (TT) оси анизотропии ФМ-слоя. Как следует из рисунка, в обоих случаях с ростом  $k_{AC}$  от 0,25 до 0,75 (или амплитуды тока  $I_0$  от 12,3 до 37 мА) наблюдается переход из линейного в нелинейный режим работы ГМИ сенсора с сопутствующим увеличением числа гармоник в выходном сигнале, преобладающей из которых является вторая гармоника. Стоит отметить, что в случае TL-конфигурации поля максимальный пик выходного напряжения будет на порядок превышать данный параметр для конфигурации TT (в 82 раза больше для  $k_{AC} = 0,75$ ). На рис. 3 показана временная зависимость выходного напряжения как функция от частоты тока в конфигурации TL ( $k_{AC} = 0,75$ ,  $k_{DC} = 0,1$ ).

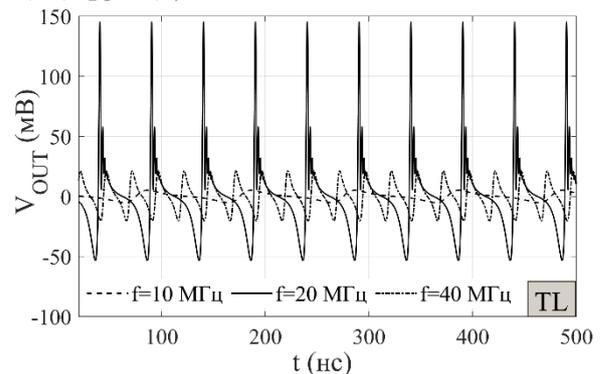


Рис. 3. Временная зависимость выходного напряжения для конфигурации TL-поля при вариации частоты тока и фиксированных параметрах:  $k_{AC} = 0,75$ ,  $k_{DC} = 0,1$ ,  $f = 20$  МГц

В диапазоне от 10 до 40 МГц наблюдается экстремум в изменении амплитуды выходного напряжения – амплитуда растет с частотой от 10 до 20 МГц и далее падает при переходе к 40 МГц.

## Выводы

Разработанный микромагнитный подход к моделированию тонкопленочных ГМИ сенсоров позволил рассчитать выходной сигнал для структуры CoFeSiB-SiO<sub>2</sub>-Al-SiO<sub>2</sub>-CoFeSiB и определить область токов, при которых происходит переход к нелинейному режиму функционирования, где наблюдается высокий выходной сигнал, достаточный для детектирования малого магнитного поля ( $\sim 1$  Э). Показано, что максимальный пик выходного напряжения (на уровне 146 мВ) достигается на частоте 20 МГц, что коррелирует с результатами экспериментальных исследований [3].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 24-22-00443.

## Литература

1. R. Mardani // J. Supercond. Nov. Magn. 2020. V. 33. P. 503–509.
2. G. Yu. Melnikov, et al. // Sensors. 2021. V. 21. P. 3621.
3. T. Morikawa, et al. // IEEE Trans. Magn. 1996. V. 32. P. 4965–4967.
4. V. O. Jimenez, et al. // Biosensors. 2022. V. 12. P. 517.
5. L. Kraus // Sens. Act. A: Phys. 2003. V. 106. P. 187–194.
6. N. A. Buznikov, et al. // IEEE Trans. Magn. 2005. V. 41. P. 3646–3648.

# Высокоэнтропийные сплавы FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W): микроструктура и магнитные свойства

Е. А. Денисова<sup>1,\*</sup>, Л. А. Чеканова<sup>1</sup>, С. В. Комогорцев<sup>1,2</sup>, И. Г. Важенина<sup>1</sup>,  
Р. С. Исхаков<sup>1</sup>, Г. Н. Бондаренко<sup>1</sup>, Д. Кох<sup>1,3</sup>, Д. А. Великанов<sup>1</sup>, И. В. Немцев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, ул. Мира, 82, Красноярск, 660049

<sup>3</sup>Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

\*len-den@iph.krasn.ru

В работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий из высокоэнтропийных сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W), синтезированных методом химического осаждения. Фазово-структурное состояние покрытий исследовано методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии. Исследованы закономерности протекания процессов совместного восстановления ионов металлов из растворов. Магнитные характеристики синтезированных материалов (намагниченность насыщения, коэрцитивная сила, поле локальной анизотропии), характеристики спектров ФМР исследованы как функции содержания Zn, Zr или W в сплаве FeCoNiP-Me. Магнитные свойства обсуждаются в рамках модели случайной магнитной анизотропии.

## Введение

Возможности традиционных подходов к созданию новых сплавов (основанных на подборе легирующих элементов для получения требуемых функциональных характеристик сплава) и технологий во многом исчерпаны и уже не приводят к существенному повышению свойств. Технологии изготовления изделий во многом не учитывают особенности формирования фаз, многоуровневый характер структуры, масштаб и распределение структурных элементов, что зачастую не позволяет достигнуть оптимального сочетания магнитных и механических свойств. В настоящее время значительное внимание привлекают так называемые высокоэнтропийные сплавы (ВЭС), определяемые как сплавы, содержащие не менее 5 основных элементов (каждый в диапазоне концентраций 5–35 ат.%) [1]. Такие многокомпонентные сплавы характеризуются повышенной энтропией смешения, сильными искажениями решетки, ослабленной диффузией по сравнению с традиционными сплавами с одним основным элементом. Магнитные ВЭС на основе FeCoNi с различными дополнительными элементами Pt или Pd [2], AlCu [3], MnCu [4] сочетают высокую коррозионную стойкость, прочность и/или твердость, износостойкость и магнитомягкие свойства. В большинстве случаев ВЭС получают плавлением материалов с последующей их кристаллизацией, часто используется механическое сплавление в планетарных шаровых мельницах. Ранее было установлено, что сплавы одинакового химического состава, полученные различными методами, характеризуются различной микроструктурой, а следовательно и свойствами [5].

В нашей работе представлены результаты исследования влияния таких элементов как Zn, Zr и W на микроструктуру и магнитные характеристики сплавов FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W), полученных методом химического осаждения.

## Методы

Методом химического осаждения на медные и стеклянные подложки были синтезированы три серии покрытий (FeCoNiP)<sub>100-x</sub>Me<sub>x</sub> (0 < x < 22) Me=Zn (серия А); Me=Zr (серия В); Me=W (серия С) с использова-

нием гипофосфита натрия в качестве восстановителя. Осаждение проводилось при температуре 80 °С, величина pH поддерживалась добавлением раствора NaOH. Были получены покрытия толщиной от 0,6 до 5 мкм. Синтезированные образцы исследовались методами электронной микроскопии (сканирующие микроскопы S5500 и TM3000 Hitachi с приставкой для энергодисперсионного анализа) и рентгеновской дифракции (ДРОН 3). Химический состав образцов определялся методом энергодисперсионного анализа. Магнитные характеристики синтезированных материалов (намагниченность насыщения  $M_s$ , константа обменного взаимодействия  $A$ , коэрцитивная сила  $H_c$ , поле локальной анизотропии  $H_a$ ), характеристики спектров ФМР исследованы как функции содержания Zn, Zr или W в сплаве FeCoNiP-Me. Характеристики магнитной микроструктуры – величина поля локальной анизотропии, радиус корреляции этой анизотропии ( $R_L$ ), поле анизотропии стохастического домена ( $\langle H_a \rangle$ ) – были определены методом корреляционной магнитометрии [6]. Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) регистрировались на частоте 9,4 ГГц (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия).

## Результаты

Варьирование состава ванны для химического осаждения позволило синтезировать покрытия из высокоэнтропийных сплавов на основе FeCoNiP с однородным распределением элементов Zn, или Zr, или W, с различной морфологией поверхности, текстурой и размером зерна. В случае высокоэнтропийных сплавов определяющими факторами формирования твердого раствора или аморфной фазы при сплавлении элементов являются энтропия смешения  $\Delta S_{\text{mix}}$ , энтальпия смешения  $\Delta H_{\text{mix}}$ , различие в размерах атомов  $\delta$ . Авторы части работ (например, [7]) принимают во внимание электроотрицательность элементов и концентрацию валентных электронов на атом. Считается [1], что твердый раствор при изготовлении высокоэнтропийных сплавов будет образовываться в случае, если вышеназванные параметры лежат в пределах:  $\delta < 8,5$ ,  $11 < \Delta S_{\text{mix}} < 19,5$  Дж/(К·моль),  $-22 < \Delta H_{\text{mix}} < 7$  кДж/моль, формирование аморфной фазы преимущественно наблюдается при  $7 < \Delta S_{\text{mix}} <$

$< 16 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{моль})$ ,  $\delta > 9$ ,  $-40 < \Delta H_{\text{mix}} < -5,5 \text{ кДж}/\text{моль}$ . Значения  $\Delta S_{\text{mix}}$ ,  $\Delta H_{\text{mix}}$ ,  $\delta$  для исследуемых нами сплавов, рассчитанные по стандартным формулам [1, 7], представлены в табл. 1. При получении ВЭС неравновесным методом химического осаждения однофазный твердый раствор формируется при более низких значениях энтропии смешения  $\Delta S_{\text{mix}} \sim 9 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{моль})$ , чем при получении высоко энтропийных сплавов методами литья, напыления или механосплавления [7]. Согласно данным рентгеновской дифракции пленки и покрытия серий А и С представляют собой нанокристаллический ОЦК твердый раствор для всех исследуемых концентраций дополнительных элементов. Размер области когерентного рассеяния, оцененный по формуле Шеррера, изменяется в пределах 12–20 нм. Покрытия из сплава  $(\text{FeCoNiP})_{100-x}\text{Zr}_x$  ( $0 < x < 8$ ) характеризуются ярко выраженной текстурой в направлении (112). Изменение параметра кристаллической решетки при увеличении концентрации Zn подчиняется правилу Vegarda. В случае серии В увеличение концентрации Zr до 15% приводит к частичной аморфизации сплава  $(\text{FeCoNiP})_{100-x}\text{Zr}_x$ .

Таблица 1. Термодинамические параметры для сплавов FeCoNiP-Me с различным содержанием дополнительных элементов

Образцы	$\Delta H_{\text{mix}}$ , кДж/моль	$\Delta S_{\text{mix}}$ , Дж/(К·моль)	$\delta$	Структура
Серия А 2% Zn	-8	9	3,7	ОЦК ТР
Серия А 22% Zn	-4,5	10	5,9	ОЦК ТР
Серия В 7% Zr	-23	9,8	8,5	ОЦК ТР
Серия В 15% Zr	-21	9	10,1	Аморф. + ОЦК ТР
Серия С 5% W	-5,5	10,3	3,4	ОЦК ТР

Низкотемпературное поведение намагниченности насыщения  $M_s$  в покрытиях подчиняется закону Блоха  $T^{3/2}$ , что позволило нам оценить обменную константу. Величины намагниченности насыщения и постоянной обмена коррелируют с количеством дополнительного элемента в сплаве, так при увеличении концентрации Zn в сплаве  $(\text{FeCoNiP})_{1-x}\text{Zn}_x$  с 2 до 22 ат.% значения  $M_s$  уменьшаются от 1200 Гс до 760 Гс, значение  $A$  снижается от  $6,3 \cdot 10^{-7}$  до  $4,5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см. Исследование закона приближения намагниченности к насыщению позволило определить величины полей локальной анизотропии, радиусов корреляции этой анизотропии, полей анизотропии стохастического домена для покрытий всех исследуемых серий образцов. На рис. 1 представлены типичные экспериментальные петли гистерезиса для сплавов на основе FeCoNi с Zn в качестве дополнительного элемента, а также концентрационные зависимости поля локальной анизотропии и коэрцитивной силы.

Значения  $H_a$  изменяются в пределах от 0,5 до 1 кЭ для образцов серии С, от 0,1 до 0,4 кЭ для образцов серий А и В. Установлено, что наименьшее значение

коэрцитивной силы 20 Э достигается при наибольших значениях  $R_L \sim 22 \text{ нм}$ .

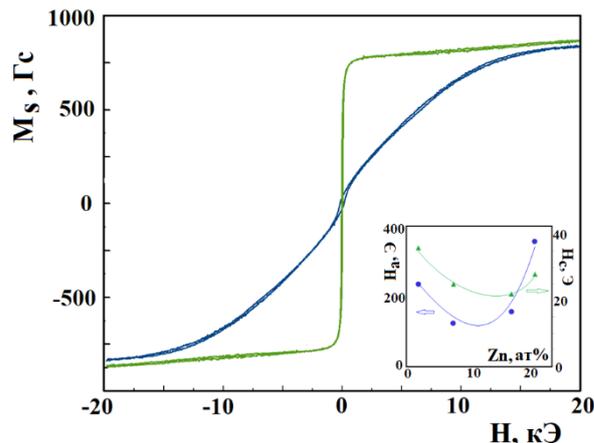


Рис. 1. Петли гистерезиса для сплава  $(\text{FeCoNiP})_{82}\text{Zn}_{18}$ , измеренные перпендикулярно и параллельно поверхности пленки. На вставке – концентрационные зависимости поля локальной анизотропии и коэрцитивной силы для серии А

Исследование спектров ФМР образцов серии С позволяет сделать вывод о существовании перпендикулярной магнитной анизотропии при использовании W в качестве дополнительного компонента.

## Заключение

Определено влияние химического и фазового состава покрытий на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Проведен сравнительный анализ магнитных свойств пленок и покрытий высокоэнтропийных сплавов на основе FeCoNiP, синтезированных с использованием Zn, Zr или W в качестве дополнительных элементов.

## Финансирование и благодарности

Работа выполнена в рамках научной тематики Гос. задания ИФ СО РАН. Авторы благодарят Красноярский региональный центр коллективного пользования ФИЦ КИЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

## Литература

1. J. W. Yeh, S. K. Chen, S. J. Lin, J. Y. Gan, T. S. Chin, T. T. Shun, C. H. Tsau, S. Y. Chang // Adv. Eng. Mater. 2004. V. 6. P. 299–303.
2. J. Kitagawa // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 563. P. 170024.
3. R. Zheng, Z. Wu, M. Chen, B. Li, Y. Yang, Z. Li, X. Tan // J. Alloys Compd. 2022. V. 922. P. 166174.
4. Z. Rao, B. Dutta, F. Körmann, W. Lu, X. Zhou, C. Liu, A. Kwiatkowski da Silva, U. Wiedwald, M. Spasova, M. Farle, et al. // Adv. Funct. Mater. 2021. V. 31. P. 2007668.
5. R. K. Mishra, R. R. Shahi // Ed. N. Panwar // Magnetism and Magnetic Materials. InTech. 2018.
6. R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev // Phys. Met. Metallogr. 2011. V. 112. P. 666.
7. S. Guo, C. T. Liu // Progress in Natural Science: Materials International. 2011. V. 21. P. 433–446.

# Температурная зависимость ферромагнитного резонанса в структурах Co/FeMn и Co/IrMn с обменным смещением

И. О. Джунь<sup>1,\*</sup>, А. А. Ежов<sup>2</sup>, Н. Г. Чеченин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

\*irina.dzhun@gmail.com

В данной работе исследована температурная зависимость ширины линии ферромагнитного резонанса и резонансного поля в двухслойных структурах с обменным смещением вида Co/FeMn и Co/IrMn. Для выделения вклада обменного взаимодействия в спиновую динамику двухслойных образцов их характеристики были сопоставлены с аналогичными характеристиками для свободного ферромагнитного слоя. Полученные зависимости объяснены различием в микроструктуре слоев, подтвержденным данными атомно-силовой микроскопии.

## Введение

Структуры вида ферромагнетик/антиферромагнетик (Ф/АФ) представляют интерес как ввиду фундаментальных особенностей возникновения обменного смещения на границе раздела слоев Ф/АФ, так и в связи с их использованием в высокочувствительных датчиках магнитного поля, основанных на эффекте гигантского магнитосопротивления. Активный интерес к изучению динамики намагничивания в таких структурах в настоящее время возобновился в связи с открытием спинового эффекта Холла в металлических АФ и спинового переноса в некоторых АФ. Показано, что FeMn и IrMn АФ слои в структурах Ф/АФ могут выступать в качестве детекторов спинового тока при обратном спиновом эффекте Холла [1], а также выступать в качестве источника спинового тока при прямом спиновом эффекте Холла. Основными особенностями динамики намагничивания в образцах Ф/АФ при низких температурах являются уменьшение резонансного поля и уширение линии ферромагнитного резонанса (ФМР), которая характеризует коэффициент затухания спиновой прецессии. В данной работе представлены результаты исследований динамики намагниченности методом ФМР в структурах Co/IrMn и Co/FeMn. Для разделения собственного Ф-вклада и вклада Ф/АФ обменного взаимодействия на границе раздела слоев в данные эффекты полученные результаты сопоставлены с аналогичными результатами для свободного Ф-слоя.

Экспериментальные образцы вида Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Ir<sub>45</sub>Mn<sub>55</sub> (Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>) 15 нм/Та 30 нм и Si/Ta 30 нм/Co 7 нм/Та 30 нм были изготовлены методом магнетронного распыления в аргоне при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Торр в присутствии магнитного поля величиной 420 Э, приложенного в плоскости подложки. Спектры ФМР были получены на ЭПР спектрометре Вгускер с частотой накачки 9,4 ГГц в диапазоне температур 115–300 К для различной взаимной ориентации поля, приложенного при осаждении образцов и внешнего поля ФМР. Для структур с обменным смещением угловое распределение поля ФМР определяется соотношением:

$$Hr = H_{ISO} - H_{EB} \cdot \cos\alpha - H_K \cdot \cos 2\alpha, \quad (1)$$

где  $H_{EB}$  – обменное смещение,  $H_K$  – одноосная магнитокристаллическая анизотропия и  $H_{iso}$  – изотропный

вклад, равный  $(\omega/\gamma)^2/4\pi M_{eff} - H_{RA}$ , где  $H_{RA}$  – ротационная анизотропия. Для свободного Ф-слоя применимо аналогичное соотношение с  $H_{EB} = H_{RA} = 0$  и  $H_{RA}$  может быть определено как  $H_{ISO}(F/AF) - H_{ISO}(F)$ .

Также были изготовлены образцы вида Si/Ta/Co, Si/Ta/Co/IrMn и Si/Ta/Co/FeMn для исследования поверхности слоев Ф и АФ методом атомно-силовой микроскопии.

## Результаты

Показано, что для свободного слоя Co уменьшение резонансного поля при понижении температуры происходит главным образом из-за увеличения одноосной магнитной кристаллической анизотропии, в то время как изотропный вклад в резонансное поле практически не изменяется (рис. 1).

В то же время для структуры Co/IrMn уменьшение резонансного поля при понижении температуры главным образом вызвано значительным возрастанием ротационной анизотропии, практически отсутствующей при комнатной температуре. В образце Co/FeMn ротационная анизотропия отрицательна и незначительно зависит от температуры, но относительно велика даже при комнатной температуре. Изменение резонансного поля для данного образца происходит главным образом за счет изменения обменного смещения. Отрицательные значения ротационной анизотропии могут быть связаны со слабой текстурированностью слоя FeMn, а также неоднородной морфологией поверхности (наличием и хаотичным распределением крупных АФ зерен), что подтверждается результатами исследований методами рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Так, по данным АСМ поверхность слоя IrMn имеет мелкозернистый вид со средним размером зерна 22 нм и характеризуется узким распределением размера зерен. В то же время на изображении поверхности слоя FeMn как мелкие, так и относительно крупные зерна и средний размер зерна составляет 45 нм.

Немонотонное поведение температурной зависимости ротационной анизотропии в образце Co/FeMn (рис. 1) может быть качественно объяснено наличием двух фракций зерен: при комнатной температуре более мелкие зерна термически неупорядоченные и ведут себя подобно парамагнитным примесям.

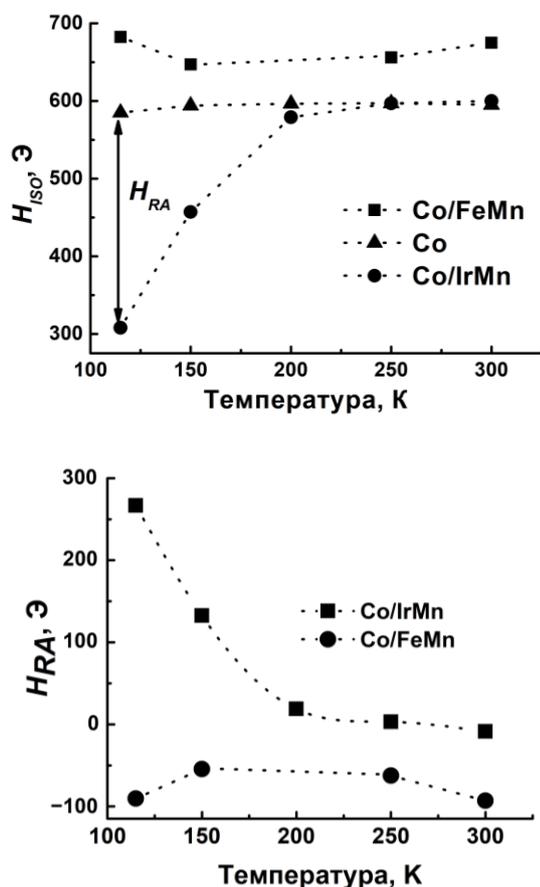


Рис. 1. Температурная зависимость изотропного резонансного поля (вверху) и ротацонной анизотропии (внизу) для структур Co/IrMn и Co/FeMn

Более крупные зерна являются магнитоупорядоченными, но все еще нестабильными, что приводит к наличию ротацонной анизотропии при отсутствии обменного смещения по данным ФМР при комнатной температуре. При понижении температуры эти более крупные зерна становятся стабильными и начинают давать вклад в обменное смещение, а не ротацонную анизотропию, что приводит к уменьшению  $H_{RA}$  и появлению ненулевого  $H_{EB}$ . По мере дальнейшего понижения температуры более мелкие термически неупорядоченные зерна АФ становятся упорядоченными, но нестабильными, и начинают вносить вклад в  $H_{RA}$ , так что ее абсолютное значение снова увеличивается, как видно на рис. 1. Это также может быть причиной нетипичного проявления обменного смещения для образца Co/FeMn.

В отличие от Co/FeMn, монотонное увеличение  $H_{RA}$  в Co/IrMn может быть объяснено отсутствием нестабильных зерен АФ при комнатной температуре из-за равномерного распределения зерен по размерам и более высоких значений константы анизотропии

АФ-слоя IrMn. Таким образом, в данном случае увеличение ротацонной анизотропии при понижении температуры объясняется переходом АФ-зерен из термически неупорядоченного в нестабильное состояние, что также объясняет очень низкие значения обменного смещения во всем исследованном диапазоне температур. Более высокое значение  $H_{RA}$  в Co/IrMn по сравнению с Co/FeMn при низких температурах может быть отнесено к большой доле мелких термически неупорядоченных зерен при комнатной температуре в слое IrMn.

Температурная зависимость ширины линии ФМР свободного слоя Co описывается в рамках процесса медленной релаксации, обусловленного спин-решеточной релаксацией за счет взаимодействия примесей с электронами проводимости. Увеличение ширины линии ФМР в образце Co/FeMn, в отличие от образцов Co/IrMn и свободного Co, при комнатной температуре может быть объяснено увеличением вклада мозаичности из-за неоднородностей текстуры, размера зерен и топографии поверхности, которые также приводят к колебаниям толщины слоя АФ. Температурная зависимость ширины линии ФМР для двухслойных структур  $\Delta W(\Phi/\text{АФ})$  и разность ширин линий  $\Delta W(\Phi/\text{АФ}) - \Delta W(\Phi)$  не описываются процессом медленной релаксации [2], что, вероятно, связано с наличием дополнительного механизма уширения, вызванного увеличением обменной анизотропии при понижении температуры, что подтверждается схожим видом температурных зависимостей ширины линии ФМР и обменного смещения.

## Выводы

Показано, что в образцах Co/IrMn и Co/FeMn изменение резонансного поля ФМР при понижении температуры связано с изменением однонаправленной и ротацонной анизотропии. Данные изменения различны для различных материалов АФ-слоев. Ширина линии ФМР изотропна при комнатной температуре, но проявляет анизотропию при понижении температуры. Уширение линии ФМР при понижении температуры наблюдается как в системах с обменным смещением, так и без него, и это уширение увеличивается в системах с обменным смещением. Описанные эффекты проистекают из различий в микроструктуре, то есть распределении зерен по размерам, в АФ-слоях.

## Литература

1. P.-H. Lin, B.-Y. Yang, et al. // Nat. Mat. 2019. V. 18. P. 335–341.
2. J. Dubowik, F. Stobiecki, et al. // Eur. Phys. J. B. 2005. V. 45. P. 283–288.

# Создание металлополимерных нанокомпозитов на основе электрохимического заполнения пор трековых мембран

И. М. Долуденко<sup>1,2,\*</sup>, И. С. Волчков<sup>1</sup>, П. Л. Подкур<sup>1</sup>, Д. Р. Хайретдинова<sup>1,3</sup>,  
И. О. Кошелев<sup>1</sup>, В. М. Каневский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Ленинский пр., 59, 119333

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Мясницкая, 20, 101000

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Москва, Ленинский пр., 4, 119049

\*doludenko.i@iyandex.ru

В работе рассмотрено влияние степени заполнения матриц на основе трековых мембран на электрические свойства получаемых металлополимерных композитов. Заполнение происходит путем электрохимического осаждения в поры твердых растворов сплавов FeNi. Структура и геометрические параметры массивов нанопроволок исследовались методом РЭМ с ЭДС-анализом и методом рентгено-структурного анализа. Было оценено изменение элементного состава массивов нанопроволок, а также изменение структуры получаемых образцов в зависимости от состава электролита. Также исследовалось влияние соотношения элементов в твердом растворе на общую проводимость композитов. Исследовалось распределение пор в матрице для расчета вероятности пересечения пор, которая будет определять проводимость композита. Расчеты количества пересечений хорошо совпадают с измеренной проводимостью металлополимерного композита, что подтверждает ранее выдвинутую теорию.

## Введение

На сегодняшний день одним из наиболее развивающихся направлений науки является синтез наноструктурированных материалов, интерес к которым обусловлен огромными возможностями их применения в различных отраслях науки и техники. Так, одномерные нанопроволоки (НП) представляют большой интерес как многообещающая материальная платформа для приложений нанoeлектроники и нанофотоники следующего поколения из-за их уникальных электрических, оптических и магнитных свойств. Свойства данных структур сильно зависят от их геометрических и структурных параметров, таких как длина, диаметр и химический состав. На основе химического состава и электронных свойств НП можно разделить на металлические, полупроводниковые и диэлектрические, где металлические и диэлектрические НП подходят для плазмонных и фотонных волноводных приложений, элементов микроэлектроники и спинтроники, а полупроводниковые НП перспективны для генерации света и сенсорных приложений.

Работа посвящена определению характера влияния состава, структуры и геометрии нанопроволок (НП) из сплавов FeNi с разным соотношением элементов на проводимость металлополимерных композитов на основе трековых мембран. Принцип создания проводящего металлополимерного композита, исследуемого в данной работе, заключается в заполнении электрохимическим методом пор трековой мембраны. При этом из-за наклона пор относительно плоскости матрицы есть вероятность их пересечения. По мере заполнения пор металлом количество пересечений НП в матрице увеличивается, что в определенный момент приводит к созданию сплошной проводящей цепи. Дальнейший рост НП и, как следствие, количества пересечений будет снижать общее сопротивление цепи, так как будут преобладать параллельные подключения НП в цепи. Целью данной работы

являлось определение взаимосвязи электрического сопротивления металлополимерных композитов от состава НП и их структуры.

## Результаты

В работе для создания металлополимерных композитов применялись промышленные трековые мембраны из полиэтилентерефталата производства ОИЯИ (г. Дубна) со следующими параметрами: диаметр пор ( $d$ ) – 65 нм; толщина пленки ( $h$ ) – 12 мкм; плотность пор ( $N$ ) –  $4,9 \cdot 10^9$  пор/см<sup>2</sup>; угловое распределение пор по одной оси в диапазоне  $\pm 30^\circ$ , и  $\pm 0,5^\circ$  по другой. Изменение состава от образца к образцу достигалось изменением состава электролита и, как следствие, соотношения ионов осаждаемых металлов. Стоит отметить, что изменение состава для 3 типов электролитов заключались в количестве добавляемого FeSO<sub>4</sub>·7H<sub>2</sub>O и составляло 8 г/л, 24 г/л и 32 г/л для составов НП Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>, Fe<sub>44</sub>Ni<sub>56</sub>, Fe<sub>73</sub>Ni<sub>27</sub> соответственно.

На первом этапе работы проводились оценка распределения пор по поверхности матрицы и расчет вероятности пересечения пор в объеме матрицы. Было доказано, что распределение пор носит групповой характер. Стоит отметить, что пересечением считалось наложение пор хотя бы на 10%. Также проводились расчеты количества возможных пересечений НП в матрице в зависимости от их длины.

На следующем этапе работы были получены образцы металлополимерных композитов с разной степенью заполнения пор. При этом от серии также варьировалось соотношение элементов в НП. Истинное соотношение элементов в НП, а также их длина оценивались с помощью РЭМ с приставкой для ЭДС-анализа. Результаты элементного анализа подтвердили предположения о составе НП.

Образцы исследовались методом рентгеноструктурного анализа. Параметр решетки образцов Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>  $\approx$  0,355 нм, Fe<sub>44</sub>Ni<sub>56</sub>  $\approx$  0,356 нм, Fe<sub>73</sub>Ni<sub>27</sub>  $\approx$  0,292 нм, что соответствует параметрам решетки ГЦК (для Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> и Fe<sub>44</sub>Ni<sub>56</sub>) и ОЦК фаз (для

Fe<sub>73</sub>Ni<sub>27</sub>). В работе общая максимальная проводимость массивов уменьшается при увеличении содержания Fe и изменения параметра решетки в сторону Fe. Оценка размера областей когерентного рассеяния в исследуемых образцах с использованием формулы Дебая – Шеррера показала, что средний размер ОКР в массивах D(Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>) ≈ 15,5 нм; D(Fe<sub>44</sub>Ni<sub>56</sub>) ≈ 9,4 нм; D(Fe<sub>73</sub>Ni<sub>27</sub>) ≈ 7,1 нм.

Проводились измерения электрических свойств полученных металлополимерных композитов четырехконтактным методом. Результаты показали почти полную сходимость зависимостей проводимости металлополимерных композитов в зависимости от степени заполнения матрицы и количества пересечений НП в зависимости от их длины. Также были определены отличия проводимости и граничных значений образования проводящей цепи в зависимости от состава и структуры НП. Так, для НП трех различных составов Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> (x = 20; 44; 73) момент образования сплошной цепи не идентичен ввиду особенностей роста нанопроволок из сплавов с различным содержанием железа.

Также наблюдается уменьшение размера ОКР в массивах нанопроволок с увеличением содержания Fe, что согласуется с уменьшением проводимости при увеличении содержания Fe. Проводящая цепочка в образцах состава Fe<sub>73</sub>Ni<sub>27</sub> образуется при большем количестве пересечений нанопроволок из-за значительного содержания оксидов железа, мешающих образованию крупных кристаллов фазы Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>.

### **Выводы**

Обнаружено, что электрические свойства металлополимерных композитов FeNi зависят от структу-

ры, элементного соотношения нанопроволок и их геометрии. Так, для НП трех различных составов Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> (x = 20; 44; 73) момент образования сплошной цепи не идентичен ввиду особенностей роста нанопроволок из сплавов с различным содержанием железа. Наблюдается как ухудшение проводимости в результате изменения параметра решетки, при содержании Fe > 70%, так и ухудшение общей проводимости, а также увеличение критического количества пересечений НП, приводящих к образованию стабильной проводящей цепочки. Последнее наблюдается за счет большей окислительной способности Fe и меньшего размера ОКР. Таким образом, существует критическая длина нанопроволок, при которой образуется сплошной проводящий слой, величина которого зависит от состава материала. Факт того, что сопротивление данных структур зависит от геометрии ТМ и коррелирует с количеством пересечений НП, позволяет говорить о возможности создания наноструктур с заданными электрическими свойствами. Данное свойство важно и позволяет говорить о материалах на основе НП Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> как о перспективных материалах для создания элементов микроэлектроники, как жестких, так и гибких, ввиду того, что форма металлополимерного композита с легкостью изменяется.

### **Финансирование**

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» и при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029.

# Технологическое управление магнитными свойствами и микромагнитной структурой многослойных тонкопленочных систем [Co/Pt] и [Co/Pd]

М. В. Дорохин<sup>1,\*</sup>, П. Б. Демина<sup>1</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>1</sup>, Д. А. Здоровейцев<sup>1</sup>,  
А. В. Кудрин<sup>1</sup>, И. Л. Калентьева<sup>1</sup>, В. Н. Трушин<sup>1</sup>, М. П. Темиряева<sup>1,2</sup>,  
А. Г. Темиряев<sup>1,2</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,3</sup>, Р. Н. Крюков<sup>1</sup>, С. Ю. Зубков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*dorokhin@nifti.unn.ru

Выполнено исследование микромагнитной структуры и магнитных свойств тонких пленок [Co(*n*)/Pt(*m*)]<sub>10</sub> и [Co(*n*)/Pd(*m*)]<sub>10</sub>. Пленки представляют собой неупорядоченные твердые растворы, варьирование технологических параметров позволяет управлять составом, что, в свою очередь, обеспечивает управление петель намагниченности и микромагнитной структурой. Для определенного диапазона составов в пленках регистрируются магнитные скирмионы.

## Введение

Тонкопленочные многослойные структуры и сплавы на основе систем ферромагнетик/тяжелый металл представляют интерес в силу уникальных микромагнитных свойств, обуславливающих формирование изолированных магнитных доменов, размеры которых могут составлять сотни или десятки нанометров. Такие домены являются естественным элементом памяти, в котором бит информации соответствует направлению намагниченности. Размеры, форма и плотность микромагнитных элементов зависят от структуры и состава пленок и могут контролируемо изменяться при варьировании технологических параметров получения.

## Результаты

Тонкопленочные структуры были сформированы на подложках Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом электронно-лучевого испарения в высококом вакууме [1] при температуре 200 °С. Рост осуществлялся путем поочередного нанесения десяти слоев Co и Pt(Pd) толщиной *n* и *m*, соответственно (*n* = 1–6 Å; *m* = 4–10 Å). Таким образом, формировались структуры вида [Co(*n*)/Pt(*m*)]<sub>10</sub> или [Co(*n*)/Pd(*m*)]<sub>10</sub>, где значения *n* и *m* независимо варьировались. На графиках каждая структура обозначается как *n/m* по значению варьируемых параметров.

Структурные исследования, выполненные на дифрактометре Bruker D8 Discover, показали, что слои Co и Pt(Pd) перемешаны между собой: на рентгеновских спектрах (вставка к рис. 1) виден лишь пик, соответствующий Co<sub>*x*</sub>/Pt(Pd)<sub>1-*x*</sub> твердому раствору с составом *x*, определяемым соотношением *n/(n+m)*. Зависимость межплоскостного расстояния от этого соотношения, рассчитанного для разных структур по положению рентгеновского пика, может быть описана линейной функцией (рис. 1). Это также свидетельствует в пользу сильного перемешивания между слоями с заданными значениями толщины (1–10 Å) вплоть до формирования неупорядоченного ГЦК-твердого раствора. При этом данные профилирования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (не приведены) свидетельствуют о том, что состав Co<sub>*x*</sub>/Pt(Pd)<sub>1-*x*</sub> модулирован с периодом, равным

технологически заданному периоду многослойной структуры. Величина модуляции Δ*x* составляет ~5 ат.%.

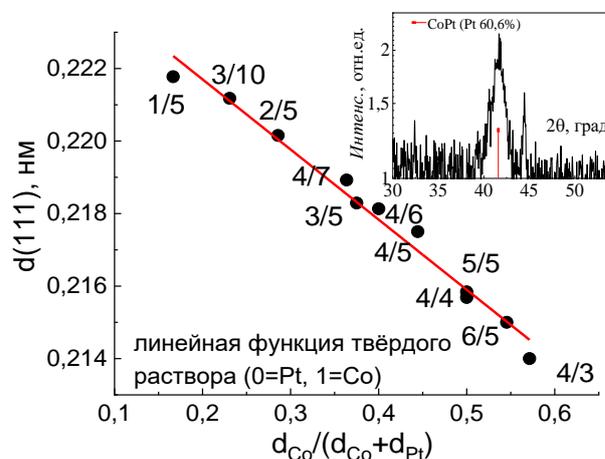


Рис. 1. Зависимость межплоскостного расстояния, рассчитанная из рентгеновских спектров, от соотношения толщин Co- и Pt-образца [Co(*n*)/Pt(*m*)]<sub>10</sub>. Линией отмечена аппроксимация. На вставке показан спектр для образца 3/5

Магнитные характеристики структур определялись по магнитополевым зависимостям сопротивления Холла (*R*<sub>H</sub>), величина которого, как известно, пропорциональна намагниченности [2]. В геометрии измерений магнитное поле направлено по нормали.

Вид зависимости (рис. 2) определяется соотношением толщин. При соответствующем выборе значений *n* и *m* может быть получена петля гистерезиса с различными характеристиками, либо зависимость без гистерезиса и с высоким значением поля насыщения. Изменение свойств связано с изменением типа магнитной анизотропии: для значений *n/(n+m)* < 0,4 пленки имеет анизотропию типа «легкая ось», для *n/(n+m)* > 0,5 – типа «легкая плоскость».

Для ряда составов *n/(n+m)* в пленке формируются микромагнитные особенности, выявленные методом магнитосилового микроскопии (рис. 3). На МСМ-изображении видны изолированные микромагнитные домены с размерами ~ 100 нм, которые интерпретируются как скирмионы [1]. Для структур [Co(*n*)/Pt(*m*)]<sub>10</sub> скирмионы в нулевом магнитном поле визуализируются для составов 0,25 < *n/(n+m)* ≤ 0,5.

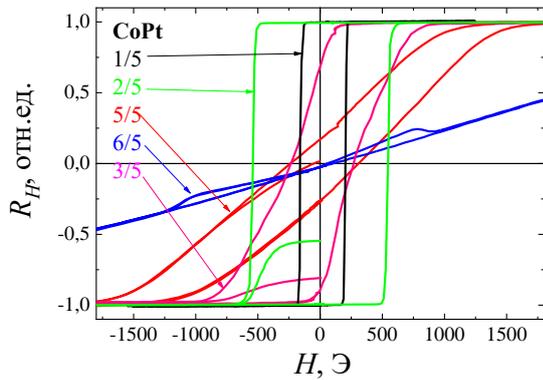


Рис. 2. Магнитолевая зависимость сопротивления Холла структур  $[\text{Co}(n)/\text{Pt}(m)]_{10}$ , цифрами указаны значения  $n/m$

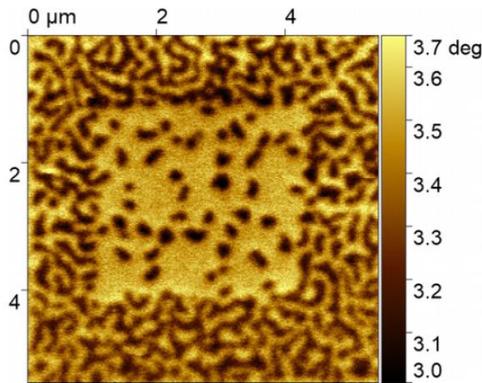


Рис. 3. МСМ-изображение доменной структуры пленки  $\text{Co}/\text{Pt}$  (3/5)

Считается, что формирование скирмионов в многослойных магнитных пленках обусловлено взаимодействием Дзялошинского – Мория, которое реализуется в многослойных пленках на границе слоев ферромагнетика и тяжелого металла [3]. Рассматриваемая нами система представляет собой не многослойную структуру, а твердый раствор с модулированным составом, тем не менее для ряда технологических параметров в них наблюдаются аналогичные микромагнитные особенности.

Магнитные параметры структур  $[\text{Co}(n)/\text{Pt}(m)]_{10}$  в этом случае определяются как средним составом, так и глубиной модуляции состава и периодом. На рис. 4 представлена зависимость соотношения остаточной намагниченности к намагниченности насыщения ( $M_0/M_S$ ) от величины  $n/(n+m)$  при намагничивании в направлении нормали к поверхности. На этом же графике представлена зависимость плотности скирмионов, определенной как количество на  $1 \text{ мкм}^2$ . Для составов с малым содержанием кобальта ( $n/(n+m) < 0,4$ )  $M_0 = M_S$ , т. е. ось легкого намагничивания лежит в направлении нормали. Для  $n/(n+m) > 0,5$  значение  $M_0 = 0$ , что соответствует ориентации оси легкого намагничивания в плоскости слоя. Интерес представляют промежуточные составы, для которых  $1 < M_0/M_S < 0$ : для таких составов пленки могут быть намагничены по направлению нормали, но не имеют ярко выраженной анизотропии типа «легкая ось». Таким составам соответствует наибольшая плотность

скирмионов, полученная в нулевом магнитном поле (рис. 4). Для слоев  $[\text{Co}(n)/\text{Pd}(m)]_{10}$  наблюдается аналогичная картина, однако форма изолированных микромагнитных доменов может существенно различаться: визуализируются протяженные домены, «кольцевые» домены и др.

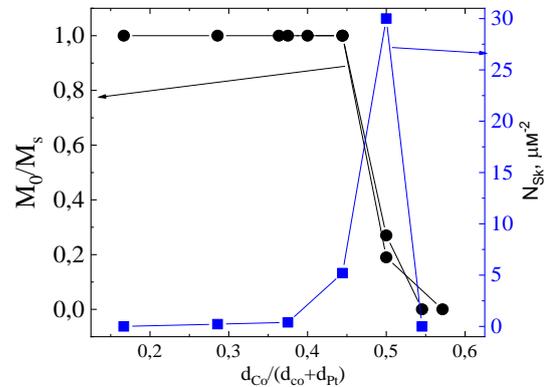


Рис. 4. Зависимость  $M_0/M_S$ , рассчитанная из значений  $R_H$  в нулевом и максимальном магнитных полях, от содержания  $\text{Co}$  в пленке. Также на графике приведена зависимость плотности скирмионов в нулевом поле (синие точки)

Очевидно, форма магнитной петли гистерезиса и наблюдаемая микромагнитная структура взаимосвязаны между собой и обусловлены магнитными взаимодействиями, которые имеют место в сложной модулированной структуре. Конкретный механизм взаимодействия указать затруднительно, поскольку ранее подобные системы в литературе не исследовались.

## Выводы

Показана возможность управления магнитными свойствами и микромагнитной структурой в тонких пленках  $[\text{Co}(n)/\text{Pt}(m)]_{10}$  или  $[\text{Co}(n)/\text{Pd}(m)]_{10}$ , сформированных методом электронно-лучевого испарения. Несмотря на поочередность испарения  $\text{Co}$  и  $\text{Pt}(\text{Pd})$ , слои ферромагнетика и немагнитного металла перемешиваются между собой и формируют ГЦК-твердый раствор с модулированным составом. Для определенных составов в пленках формируются магнитные скирмионы, плотность которых зависит от условий получения.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-79-20186.

## Литература

1. M. V. Dorokhin, A. V. Zdorovevshchev, M. P. Temiryazeva, et al. // J. Alloys and compounds. 2022. V. 926. P. 166956.
2. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, et al. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1539.
3. G. Yu, P. Upadhyaya, Q. Shao, et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. P. 261.

# Особенности магнитного резонанса в металл-диэлектрических наногранулярных композитах

А. Б. Дровосек<sup>1,\*</sup>, М. Ю. Дмитриева<sup>1,2</sup>, Н. М. Крейнс<sup>1</sup>, А. В. Ситников<sup>3,4</sup>, С. Н. Николаев<sup>4</sup>, В. В. Рыльков<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>3</sup>Воронежский государственный технический университет, Московский проспект, 14, Воронеж, 394026

<sup>4</sup>Курчатовский институт, пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>5</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190

\*drovosekov@kapitza.ras.ru

Методом магнитного резонанса исследованы пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $M_xD_{100-x}$  с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз ( $M = Fe, Co, Ni, CoFeB$ ;  $D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, LiNbO_3$ ;  $x \approx 10-80$  ат.%). Эксперименты проведены в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) и температур ( $T = 4,2-360$  К) при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки. Обнаружено, что при концентрациях металлической ферромагнитной (ФМ) фазы ниже порога перколяции экспериментальные спектры, помимо обычного сигнала ФМ резонанса (ФМР), содержат дополнительный пик поглощения, характеризующий удвоенным эффективным g-фактором  $g \approx 4$ . Появление такого пика в спектрах резонанса можно объяснить в рамках модели «гигантского спина» возбуждением внутри ФМ-наногранул «запрещенных» («двухквантовых») переходов с изменением проекции спина  $\Delta m = \pm 2$ .

Магнитные наночастицы и наногранулярные системы давно являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено необычными физическими свойствами этих объектов, а также широкими возможностями практических применений [1].

В настоящей работе методом магнитного резонанса в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) и температур ( $T = 4,2-360$  К) исследуются пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $M_xD_{100-x}$  с различным составом и процентным соотношением металлической и диэлектрической фаз ( $M = Fe, Co, Ni, CoFeB$ ;  $D = Al_2O_3, SiO_2, ZrO_2, LiNbO_3$ ;  $x \approx 10-80$  ат.%). Исследуемые пленки толщиной  $\approx 1-3$  мкм синтезированы на ситалловых подложках методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. Полученные нанокомпозиты представляют собой ансамбли ферромагнитных (ФМ) металлических наногранул размером 2–8 нм, случайным образом расположенных внутри аморфной оксидной матрицы [2].

Обнаружено, что при концентрациях металлической ФМ-фазы ниже порога перколяции экспериментальные спектры пленок, помимо обычного сигнала ФМР, содержат дополнительный пик поглощения, характеризующий удвоенным эффективным g-фактором  $g \approx 4,3 \pm 0,1$ . Заметим, что подобный сигнал часто наблюдается при исследованиях наночастиц на основе железа в различных немагнитных средах и связывается с электронным парамагнитным резонансом (ЭПР) изолированных ионов  $Fe^{3+}$ , присутствующих в системе [3]. Однако в нашем случае пик ЭПР ( $g \approx 4,3$ ) проявляется для нанокомпозитов самого разного состава, включая системы  $Co_xD_{100-x}$  и  $Ni_xD_{100-x}$  на основе чистых кобальта и никеля, с незначительным количеством примесей железа. Кроме того, в отличие от традиционного ЭПР ионов  $Fe^{3+}$ , наблюдаемый пик демонстрирует необычные особенности:

- Имеет примерно одинаковую интенсивность, как в обычной поперечной, так и в продольной геометрии возбуждения резонанса. При этом в параллельной геометрии гораздо лучше разрешается на фоне существенно подавленного пика ФМР (рис. 1);

- Температурная зависимость интенсивности пика ЭПР имеет немонотонный характер с наличием максимума по температуре (рис. 1, 2). Причем с увеличением концентрации ФМ-фазы максимум интенсивности смещается в область высоких температур.

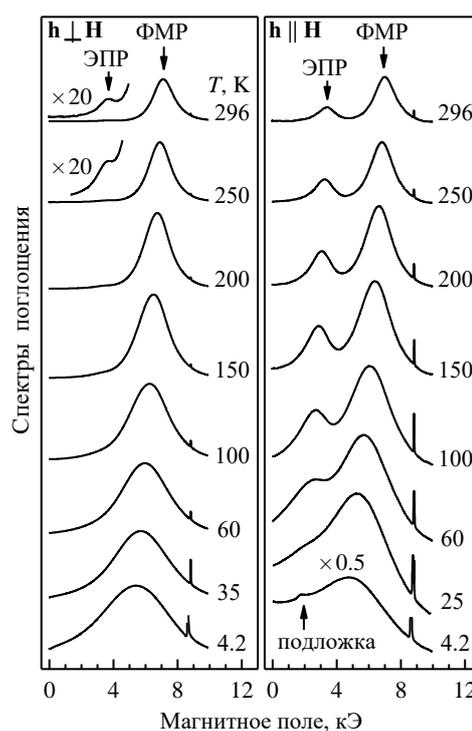
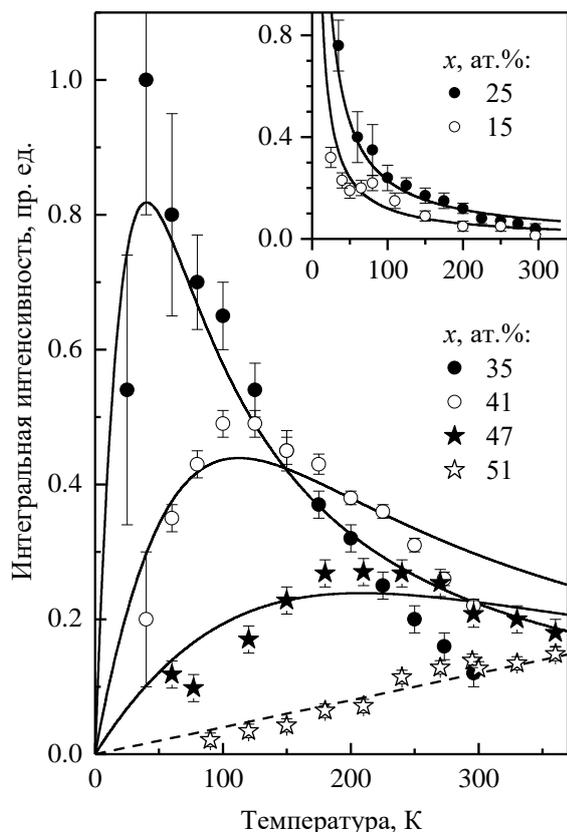


Рис. 1. Спектры магнитного резонанса для пленки нанокомпозита  $(CoFeB)_{35}(Al_2O_3)_{65}$  при различных температурах  $T = 4,2-296$  К, полученные в касательном поле на частоте  $f \approx 24,7$  ГГц в поперечной ( $h \perp H$ ) и продольной ( $h \parallel H$ ) геометрии возбуждения резонанса. В случае продольной геометрии вертикальный масштаб спектров увеличен в 20 раз по сравнению с поперечной геометрией

Появление в спектрах резонанса пика с удвоенным эффективным g-фактором можно объяснить в рамках модели «гигантского спина» [4, 5] возбуждением внутри ФМ-наногранул «двухквантовых» переходов с изменением проекции спина  $\Delta m = \pm 2$ . В рам-

ках этого подхода можно объяснить более яркое проявление пика с  $g \approx 4$  в продольной геометрии возбуждения резонанса [5], а также аномальную температурную зависимость его интенсивности [4, 5].



**Рис. 2.** Температурные зависимости интегральной интенсивности  $I(T)$  линии ЭПР ( $g \approx 4,3$ ) для пленок нанокompозитов  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ . Символы – экспериментальные данные на частоте  $f \approx 25$  ГГц, сплошные линии – расчет в модели «гигантского спина», пунктир – линейная зависимость. Линии на вставке – закон Кюри  $I(T) \sim 1/T$

В модели «гигантского спина» ФМ-наногранула трактуется как парамагнитный центр с гигантским спином  $S \sim 10^3-10^4$ . Во внешнем поле происходит зеемановское расщепление уровней энергии этого спина по его проекции на направление поля  $m = -S \dots +S$ . Вынужденные переходы с изменением проекции спина  $\Delta m = \pm 1$  под действием переменного поля в классическом пределе соответствуют возбуждению обычной моды ФМР. Номинально «запрещенные» («двухквантовые») переходы с  $\Delta m = \pm 2$  становятся «разрешенными» с учетом дополнительных возмущающих взаимодействий, например, при наличии эффективного поля анизотропии гранул  $H_A$ .

В этом случае квантово-механическая вероятность переходов между уровнями  $m \pm 1$  гранулы в рамках теории возмущений оценивается выражением [6]:

$$W \sim (H_A/H)^2 \cdot U_m^{m-1} \cdot U_{m+1}^m,$$

где  $U_m^{m-1} = S(S+1) - m(m-1)$ . Отметим, что для произвольной ориентации оси анизотропии гранулы относительно направления поля вероятности возбужде-

ния таких переходов поперечным и продольным переменным полем оказываются сравнимы между собой, что согласуется с экспериментально наблюдаемым поведением пика ЭПР ( $g \approx 4,3$ ).

Обратим внимание, что, согласно приведенной формуле, максимальные вероятности переходов с  $\Delta m = \pm 2$  реализуются при малых значениях  $m \ll S$ . При этом соответствующие уровни энергии лежат выше основного уровня  $m = -S$  на величину  $\sim \mu H$ , где  $\mu$  – магнитный момент гранулы. В условиях низких температур ( $k_B T \ll \mu H$ ) заселенности этих уровней падают и интенсивность «двухквантовой» линии  $I(T)$  уменьшается. В пределе высоких температур ( $k_B T \gg \mu H$ ) выравнивание заселенностей энергетических уровней гранулы приводит к выходу зависимости  $I(T)$  на закон Кюри  $I(T) \sim 1/T$ . Таким образом, максимум интенсивности линии с  $g \approx 4,3$  ожидается при температуре  $T \sim \mu H/k_B$ . При увеличении концентрации ФМ-фазы в нанокompозите магнитный момент гранул растет, что объясняет смещение максимума в область высоких температур.

На рис. 2 представлено сравнение экспериментальных зависимостей  $I(T)$  для пика ЭПР ( $g \approx 4,3$ ) с результатами численного расчета в модели «гигантского спина». На качественном уровне экспериментальные данные согласуются с теорией.

## Выводы

В магнитных наногранулярных композитах, помимо обычного пика ФМР, обнаружен дополнительный пик поглощения с удвоенным эффективным  $g$ -фактором, демонстрирующий ряд необычных особенностей. Появление такого пика можно связать с возбуждением номинально запрещенных двухквантовых переходов ( $\Delta m = \pm 2$ ) между спиновыми уровнями ФМ-наногранул. В рамках этого подхода на качественном уровне объясняется немонокотонная температурная зависимость интенсивности необычного пика, а также нестандартные условия его возбуждения продольным высокочастотным магнитным полем.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания при поддержке РФФ (проект № 22–19–00171).

## Литература

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann, et al. // Journal of Nanomaterials. 2013. V. 2013. P. 952540.
2. V. V. Rylkov, A. V. Sitnikov, S. N. Nikolaev, et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2018. V. 459. P. 197.
3. J. Kliava, I. Edelman, O. Ivanova, et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2011. V. 323. P. 451.
4. N. Noginova, T. Weaver, E. P. Giannelis, et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 014403.
5. M. Fittipaldi, R. Mercatelli, S. Sottini, et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2016. V. 18. P. 3591.
6. B. Clerjaud // Phys. Stat. Sol. (B). 1975. V. 72. K33.

# Поверхностная перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках металл-диэлектрических наногранулярных композитов $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$

А. Б. Дровосек<sup>1,\*</sup>, М. Ю. Дмитриева<sup>1,2</sup>, Н. М. Крейнс<sup>1</sup>, А. В. Ситников<sup>3,4</sup>,  
С. Н. Николаев<sup>4</sup>, В. В. Рыльков<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup>Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>3</sup>Воронежский государственный технический университет, Московский проспект, 14, Воронеж, 394026

<sup>4</sup>Курчатовский институт, пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>5</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190

\*drovosekov@kapitza.ras.ru

Методом ферромагнитного резонанса (ФМР) исследованы пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$  с различным содержанием никеля ( $x \approx 30-80$  ат.%). Эксперименты проведены при комнатной температуре в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости пленки. Обнаружено, что пленки с концентрацией металлической ФМ-фазы вблизи порога перколяции ( $x \approx 50$  ат.%) демонстрируют сложную форму линии поглощения, которая раскладывается на две спектральные компоненты. Поведение основного, более интенсивного пика в зависимости от частоты возбуждения резонанса и ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки хорошо описывается обычными формулами Киттеля для тонкой ФМ-пленки с учетом поля «размагничивания»  $4\pi M$ . Поведение второго, более слабого пика описывается в предположении наличия в пленке поверхностного слоя с анизотропией типа «легкая ось», перпендикулярная пленке.

Перпендикулярная магнитная анизотропия (ПМА), возникающая при определенных условиях в тонких магнитных пленках, представляет собой интересный физический эффект, имеющий также важное прикладное значение для реализации магнитных носителей информации большой плотности [1].

В настоящей работе методом магнитного резонанса в широком диапазоне частот ( $f = 7-37$  ГГц) исследуются пленки металл-диэлектрических наногранулярных композитов  $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$  с различным содержанием металлической ФМ-фазы  $Ni$  ( $x \approx 10-80$  ат.%). Исследуемые пленки толщиной  $\sim 1$  мкм синтезированы на ситалловых подложках методом ионно-лучевого распыления составных мишеней. Полученные нанокompозиты представляют собой ансамбль ферромагнитных (ФМ) металлических наногранул  $Ni$ , случайным образом расположенных в диэлектрической матрице оксида циркония  $ZrO_2$ , характеризующегося высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \approx 25$ .

Обнаружено, что при низком содержании  $Ni$   $x < 45$  ат.%, экспериментальные спектры пленок демонстрируют интенсивный пик поглощения, форма которого близка к лоренцевской (рис. 1). Частотно-полевые диаграммы для этого пика, а также зависимости его положения от ориентации поля относительно плоскости пленки хорошо описываются обычными формулами Киттеля для ферромагнитного резонанса (ФМР) с учетом поля размагничивания пленки  $4\pi M$  (рис. 2).

С увеличением концентрации ФМ-фазы в пленках линия ФМР становится более узкой и интенсивной, а угловая зависимость положения пика поглощения усиливается (рис. 1, 2). Такое поведение, очевидно, связано с ростом намагниченности и, следовательно, поля размагничивания пленок. При этом, помимо основной линии ФМР, в спектрах возникают дополнительные пики поглощения.

При концентрациях ФМ-фазы  $x \approx 45-50$  ат.%, немного ниже порога перколяции, в спектрах появляется

слабый пик, угловая зависимость которого ведет себя противоположно основному пику ФМР (рис. 2). Этот пик можно объяснить возникновением в пленке дополнительного поверхностного слоя с ПМА, слабо взаимодействующего с основной частью пленки.

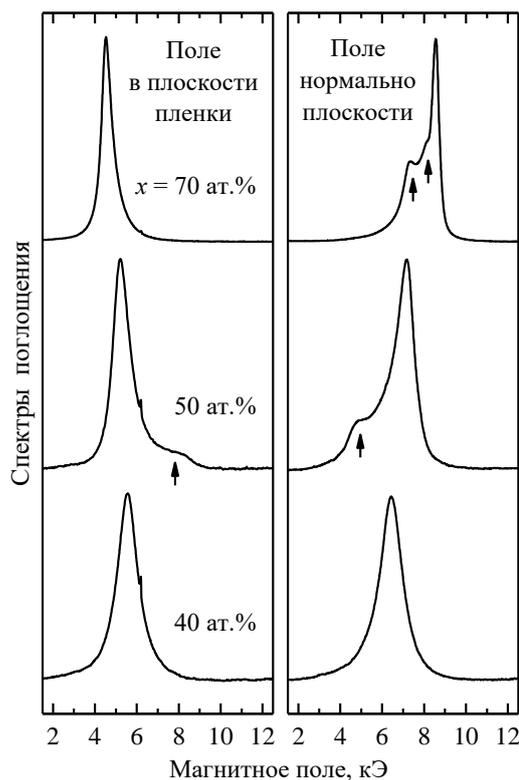
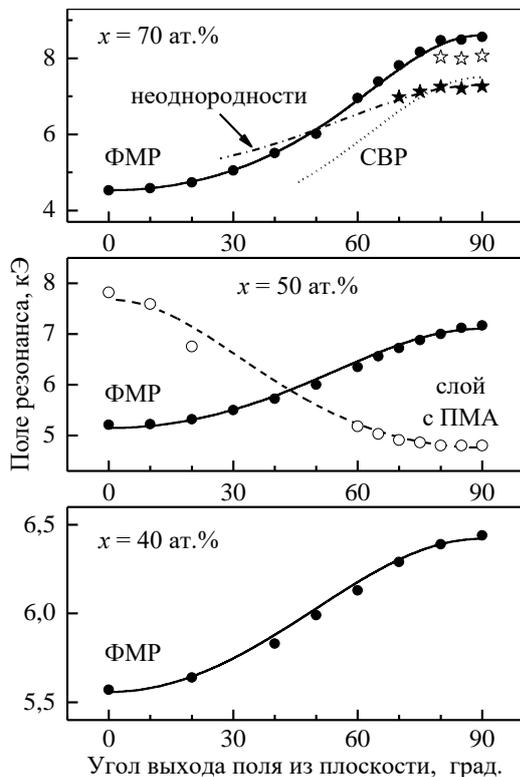


Рис. 1. Спектры магнитного резонанса для пленок нанокompозитов  $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$  в касательном и нормальном поле. Спектры получены на частоте  $f \approx 17,3$  ГГц при комнатной температуре. Стрелками показаны дополнительные пики резонанса, наблюдаемые помимо основной линии ФМР

При дальнейшем росте содержания ФМ-фазы ( $x > 50$  ат.%) пик, соответствующий слою с ПМА, исчезает, что естественно объясняется существенным

усилением обменного взаимодействия поверхностного слоя с основной частью пленки выше порога перколяции. При этом в случае ориентации магнитного поля в плоскости пленки линия ФМР приобретает обычную лоренцевскую форму, а в перпендикулярной геометрии слева от основной линии ФМР проявляется серия дополнительных слабых пиков. Подобная картина часто наблюдается в случае возбуждения в пленках мод спин-волнового резонанса (СВР) [2, 3], однако может также более тривиально объясняться наличием в образцах неоднородностей [4].



**Рис. 2.** Угловые зависимости поля резонанса для пиков поглощения в пленках нанокompозитов  $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$ . Зависимости получены на частоте  $f \approx 17,3$  ГГц при комнатной температуре. Символы – эксперимент, линии – расчет

На рис. 2 экспериментальные угловые зависимости положения резонансных пиков  $H_{res}$  сравниваются с результатами теоретического расчета. Как известно, при отклонении магнитного поля  $H$  из плоскости пленки на произвольный угол  $\theta_H$  частота ФМР определяется выражением [5]:

$$\omega = \gamma (H_1 \cdot H_2)^{1/2},$$

где

$$H_1 = H \cos(\theta_H - \theta) - 4\pi M \sin^2 \theta,$$

$$H_2 = H \cos(\theta_H - \theta) + 4\pi M \cos 2\theta,$$

$\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\theta$  – угол выхода намагниченности из плоскости пленки, который находится из условия:

$$2H \sin(\theta_H - \theta) = 4\pi M \sin 2\theta.$$

На рис. 2 результирующие зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для пика ФМР показаны сплошными линиями. Расчетная величина гиромагнитного соотношения соответствует g-фактору  $g \approx 2,15$ , а полученные значения  $4\pi M$  составляют  $4\pi M \approx 0,58, 1,33$  и  $2,83$  кЭ для пленок с концентрацией  $x \approx 40, 50$  и  $70$  ат.% соответственно.

В случае поверхностного слоя с ПМА величина  $4\pi M$  в приведенных выше формулах должна быть заменена на эффективную:

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K/M,$$

где  $K$  – константа анизотропии. Для пленки с концентрацией  $x \approx 50$  ат.% аппроксимация экспериментальной зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  (штриховая линия на рис. 2) дает значение  $4\pi M_{eff} \approx -1,9$  кЭ.

Частоты мод СВР в пленках описываются известной формулой [5]:

$$\omega_k = \gamma [(H_1 + Dk^2) \cdot (H_2 + Dk^2)]^{1/2},$$

где  $k$  – волновые вектора СВР, определяемые толщиной пленки и граничными условиями,  $D = 2A/M$ , где  $A$  – обменная жесткость пленки. Однако поведение дополнительных мод в нанокompозите с  $x \approx 70$  ат.% плохо описывается в этой модели (точечная линия на рис. 2) и приводит к нереалистично большим значениям обменной жесткости  $A \sim 10^{-4}$  эрг/см. Гораздо лучше экспериментальные зависимости  $H_{res}(\theta_H)$  для дополнительных пиков описываются в предположении наличия неоднородностей в пленках (разброс величины  $4\pi M_{eff}$ ). Так, например, штрихпунктирная линия на рис. 2 соответствует значению  $4\pi M_{eff} \approx 1,53$  кЭ.

## Выводы

Спектры магнитного резонанса нанокompозитных пленок  $Ni_x(ZrO_2)_{100-x}$  с концентрацией  $Ni$  вблизи порога перколяции  $x \approx 50$  ат.%, помимо основной линии ФМР, демонстрируют наличие дополнительного пика поглощения. Частотно-полевые и ориентационные зависимости для этого пика описываются в предположении наличия в пленке поверхностного слоя с перпендикулярной магнитной анизотропией, слабо взаимодействующего с основной частью пленки.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания при поддержке РНФ (проект № 22–19–00171).

## Литература

1. B. Tudu, A. Tiwari // Vacuum. 2017. V. 146. P. 329.
2. E. Denisova, R. Iskhakov, L. Chekanova, et al. // Solid State Phenomena. 2012. V. 190. P. 466.
3. W. Wang, Z. Jiang, Y. Du // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 6679.
4. M. J. M. Pires, J. C. Denardin, E. C. da Silva, M. Knobel // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 063908.
5. П. Суху. Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967.

# Синтез и исследование структуры и магнитных свойств нанопроволок 3d-переходных металлов в тонкопленочном слое оксида алюминия

А. Е. Дрягина\*, А. Н. Горьковенко, Н. А. Кулеш, Е. В. Кудюков, А. В. Вибляя, А. А. Верясова, А. А. Юшков

Уральский федеральный университет, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620990

\*Anastasia.Driagina@urfu.me

В данной работе были исследованы особенности магнитных свойств и морфологии нанопроволок Ni. Массивы нанопроволок были получены методом электролитического осаждения в матрицы оксида алюминия. Электролитическое осаждение нанопроволок проводилось в режимах постоянного и переменного токов. В результате исследований было показано наличие ветвистой структуры нанопроволок, обусловленной особенностями изготовления матриц оксида алюминия. Были обнаружены особенности перемагничивания массивов нанопроволок Ni в зависимости от режима электроосаждения. Проведено моделирование процесса перемагничивания массива таких структур.

## Введение

Магнитные нанопроволоки являются перспективным материалом для создания систем записи информации, нейроморфных вычислений, сенсоров и др [1, 2]. Уникальные свойства магнитных нанопроволок во многом обусловлены размерами и составом. На данном этапе существует множество способов синтеза магнитных нанопроволок, в которых есть возможность контроля их формы и структуры [3]. Важнейшими ограничениями для их широкого практического использования являются технология синтеза, обеспечивающие высокую однородность свойств, и возможность интеграции в конечное устройство.

В данной работе нами были получены массивы магнитных нанопроволок в тонкопленочной матрице оксида алюминия. Основой являлись тонкие пленки алюминия толщиной 2 мкм, полученные методом магнетронного распыления. Для получения оксидной матрицы был использован широко известный метод анодирования алюминия. На начальном этапе проводилось анодирование тонких пленок алюминия в водном растворе щавелевой кислоты (3 М) при комнатной температуре [3]. В конце этапа анодирования производилось истончение барьерного слоя методом ступенчатого снижения тока и напряжения. В зависимости от режима электроосаждения – на постоянном или переменном токе – барьерный слой полностью удалялся при помощи водного раствора ортофосфорной кислоты или частично истончался, соответственно. На следующем этапе производилось электролитическое осаждение в режиме постоянного или переменного тока при комнатной температуре. В дальнейшем были проведены исследования структуры и морфологии получившихся образцов на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100, а также магнитных свойств на вибрационном магнетометре LakeShore 7407.

## Результаты

В результате исследования морфологии с помощью просвечивающего электронного микроскопа было показано наличие разветвленной структуры нанопроволок (рис. 1), связанной с особенностями процедуры истончения барьерного слоя при подготовке оксидной матрицы. Анализ структурного со-

стояния показал, что полученные образцы являются поликристаллическими. Исследование магнитных свойств подтвердило наличие выраженной одноосной магнитной анизотропии вдоль массива нанопроволок, полученного в режиме переменного тока (как показано на рис. 2, б) [4], но для массива нанопроволок, осажденных в режиме постоянного тока, однозначный вывод о преимущественной ориентации намагниченности сделать сложно (рис. 2, а). Такие различия могут быть связаны с морфологией матриц, полученных для разных режимов электроосаждения.

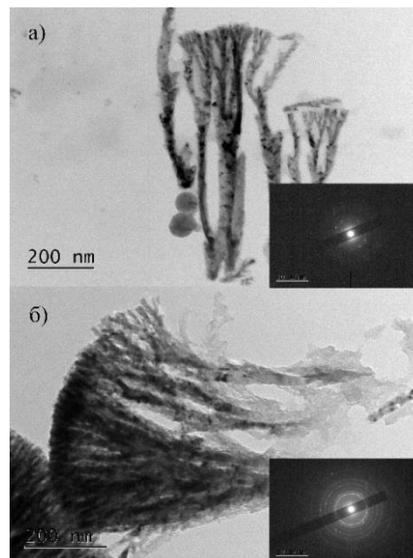
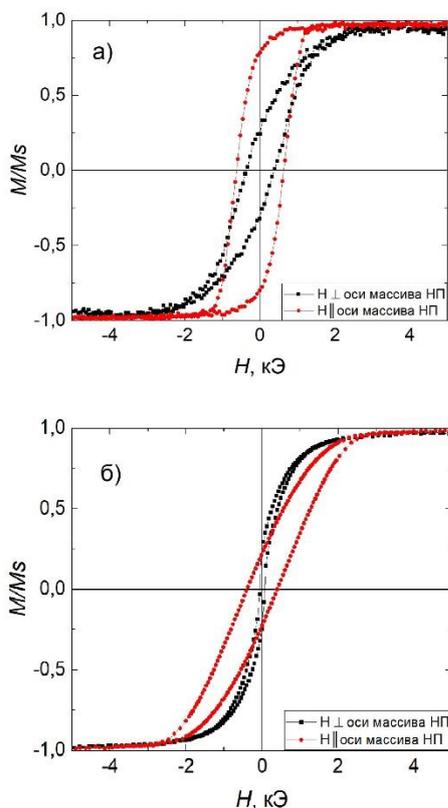


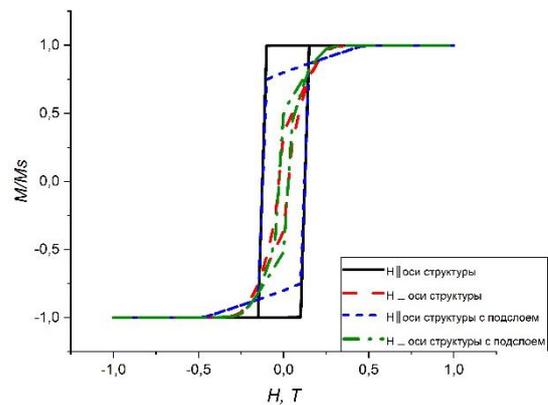
Рис. 1. Изображение, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии, нанопроволок Ni, осажденных в режиме постоянного (а) и переменного (б) тока. На вставках приведены соответствующие дифрактограммы

Матрицы, полученные для электроосаждения в режиме постоянного тока, имеют большее количество ветвлений в связи с большим количеством этапов понижения напряжения. Чтобы интерпретировать наблюдаемые гистерезисные свойства, было проведено микромагнитное моделирование в программном пакете Ubermag [5]. Для расчетов использовалась структура с тремя ветвлениями, в которой наибольший диаметр был равен 42 нм, а наименьший – 7 нм, что примерно соответствует экспериментальным данным. Результаты моделирования показали (рис. 3), что при измерении перпендикулярно оси нанопрово-

локи наличие ветвистой структуры приводит к увеличению остаточной намагниченности и коэрцитивной силы, по сравнению со значениями для нанопроволоки без ветвлений. Далее при моделировании плотного слоя нанопроволок на дне поры был добавлен сплошной магнитный слой толщиной 5 нм (который соответствовал четвертому ветвлению), и в этом случае остаточная намагниченность при перемагничивании вдоль оси нанопроволоки оказывается меньше, чем для такой же ветвистой структуры, но без сплошного подслоя. Такое поведение присуще нанопроволокам с ветвистой структурой, электроосажденным на постоянном токе, что, по-видимому, свидетельствует о наличии подслоя с прямым контактом между мелкими соседними ветвлениями на дне пор, либо о наличии слоя с повышенной плотностью нанопроволок.



**Рис. 2.** Петли гистерезиса, полученные для образцов с массивами нанопроволок Ni, осажденными в режиме постоянного (а) и переменного (б) тока, измеренные параллельно (красная) и перпендикулярно (черная) оси массива нанопроволок



**Рис. 3.** Петли гистерезиса, полученные для образцов: с ветвистой структурой, поле приложено вдоль (сплошная черная линия) и перпендикулярно (крупный пунктир, красная) оси структуры; и структуры с подслоем, поле приложено вдоль (мелкий пунктир, синяя) и перпендикулярно (пунктир точка, зеленая) оси структуры

## Выводы

В данной работе были синтезированы и исследованы массивы нанопроволок Ni. Нанопроволоки имеют ветвистую структуру, обусловленную особенностями подготовки оксидной матрицы. Магнитные свойства массивов нанопроволок, изготовленных в режимах переменного и постоянного тока, различаются. Результаты микромагнитного моделирования показали, что различие в магнитных свойствах может быть связано с более развитой морфологией оксидной матрицы, полученной для электроосаждения на постоянном токе.

## Литература

1. I. Dobosz, W. Gumowska and M. Czapkiewicz // Journ. Solid State Electrochem. 2014. V. 18. P. 2963–2972.
2. S. M. Reddy, et al. // Advanced Functional Materials. 2011. V. 21, no. 24. P. 4677–4683.
3. W. Lee, et al. // Chemical reviews. 2014. V. 114, no. 15. P. 7487–7556.
4. L. Sun, et al. // IBM Journal of Research and Development. 2005. V. 49, no. 1. P. 79–102.
5. M. Beg, M. Lang, H. Fangohr // IEEE Trans. Magn. 2021. V. 58, no. 2.

# Влияние магнитного поля спин-поляризованного тока на гиротропные автоколебания вихревых наноосцилляторов

О. Л. Ермолаева<sup>1,\*</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, В. Л. Миронов<sup>1</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\*ermolaeva@ipmras.ru

В работе проведено микромагнитное моделирование гиротропных автоколебаний вихревого распределения намагниченности в магнитном наноконтакте круглого сечения под действием спин-поляризованного тока. Моделирование проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта – Слончевского для магнитного момента. Показано, что резонансная частота автоколебаний существенно зависит от взаимного направления магнитного поля тока и завихренности оболочки магнитного вихря. Основным параметром, влияющим на величину резонансной частоты, является высота наноконтакта, которая регулируется с помощью толщины нижнего и верхнего электродов, а влияние величины тока накачки проявляется слабо. Обсуждается влияние внутреннего магнитного поля тока накачки на синхронизацию вихревых наногенераторов.

## Введение

Моделирование колебаний намагниченности под действием спин-поляризованного тока проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта – Слончевского для магнитного момента

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [m \times H_{eff}] + T_D + T_S, \quad (1)$$

где  $m$  – единичный вектор в направлении намагниченности,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – безразмерный параметр, характеризующий процесс затухания. Эффективное магнитное поле включает в себя обменное поле, размагничивающее поле, обусловленное намагниченностью, и поле спин-поляризованного тока (поле Эрстеда). Слагаемое, описывающее затухание прецессии, имеет следующий вид:

$$T_D = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [m \times [m \times H_{eff}]].$$

Член, описывающий эффект переноса спина (spin-torque), записывается следующим образом:

$$T_S = \beta \frac{\varepsilon}{1+\alpha^2} [m \times [m_p \times m]] + \beta \frac{\alpha\varepsilon}{1+\alpha^2} [m_p \times m],$$

здесь  $\beta = \frac{j_z \hbar}{M_{sat} e d}$ , где  $j_z$  – плотность тока вдоль оси Z, перпендикулярной поверхности дисков;  $\hbar$  – постоянная Планка,  $M_{sat}$  – намагниченность насыщения,  $e$  – заряд электрона,  $d$  – толщина слоя-инжектора. Параметр  $\varepsilon$  определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{P\Lambda^2}{(\Lambda^2+1)+(\Lambda^2-1)(m \cdot m_p)},$$

где  $P$  – степень поляризации носителей заряда, параметр  $\Lambda$  связан с кондуктансом туннельного барьера.

Для решения уравнения (1) использовался симулятор MuMax3. В качестве базового элемента для моделирования был выбран круглый диск из пермаллоя радиусом  $r = 250$  нм и толщиной  $d = 20$  нм (рис. 1).

## Результаты

В расчетах использовались следующие материальные параметры: намагниченность насыщения  $M_{sat} = 800$  кА/м, константа обменного взаимодействия

$J = 13 \cdot 10^{-12}$  Дж/м, параметр затухания  $\alpha = 0,01$ , константа анизотропии  $K = 0$ , параметры  $P = 0,2$  и  $\Lambda = 1$ . При моделировании использовалась сетка  $128 \times 128 \times 1$  с размерами элементарной ячейки  $4 \times 4 \times 20$  нм, латеральный размер которой меньше обменной длины  $l_{ex} \approx 5,7$  нм.

Спин-поляризованный ток, протекающий через наноосциллятор, создает магнитное поле  $B$ , которое влияет на параметры гирации магнитного вихря. Данное магнитное поле может быть рассчитано на основе закона Био – Савара – Лапласа. С увеличением толщины подводящих электродов магнитное поле Эрстеда на краю диска монотонно возрастает и для случая  $L/R = 5$  составляет 87% от величины поля бесконечного провода.

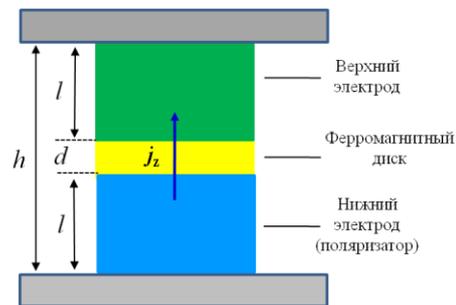
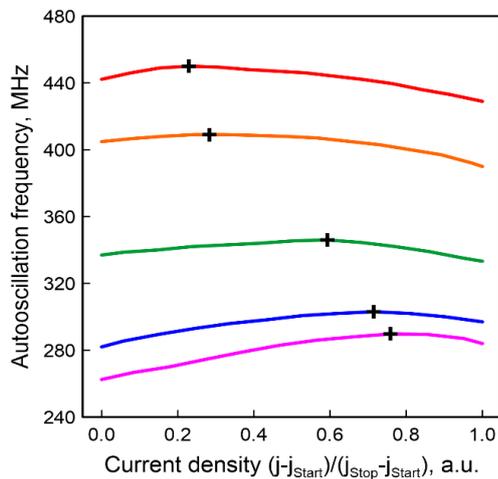


Рис. 1. Схематическое изображение магнитного наноконтакта

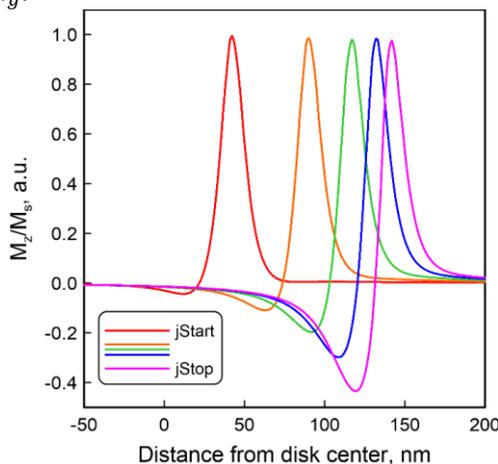
Магнитное поле тока накачки существенно влияет на параметры гиротропных колебаний магнитного вихря. Без учета магнитного поля критический ток начала генерации автоколебаний составляет  $j_{start} = 1,067 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>, а ток остановки колебаний –  $j_{stop} = 1,628 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Магнитное поле тока смещает значения данных параметров в зависимости от взаимной ориентации векторов поля и намагниченности оболочки. В случае, когда направления совпадают ( $V \uparrow \uparrow B$ ), параметры  $j_{start}$  и  $j_{stop}$  возрастают. При этом увеличивается резонансная частота автоколебаний с 340 до 440 МГц. В противном случае, когда завихренность направлена против магнитного поля ( $V \uparrow \downarrow B$ ), параметры  $j_{start}$  и  $j_{stop}$  уменьшаются. А резонансная частота уменьшается с 340 до 280 МГц.



**Рис. 2.** Зависимости скорости гирации вихря от нормированной плотности тока накачки при различных значениях отношения  $L/R$ . Знаки соотношения  $L/R$  соответствуют «+» для состояния  $V\uparrow\uparrow$  и «-» для состояния  $V\uparrow\downarrow B$

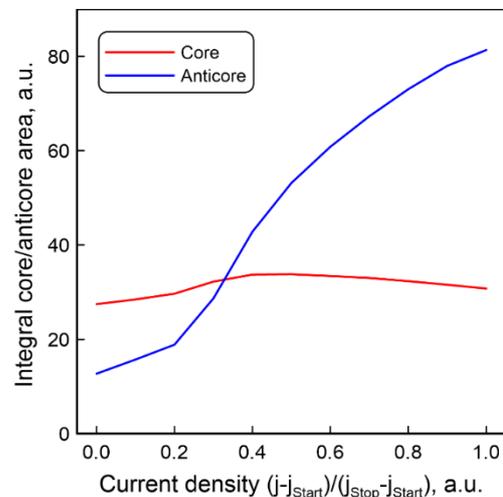
Были исследованы зависимости радиуса установившейся орбиты ядра вихря от толщины подводящих электродов и величины тока накачки. Наблюдалось, что в случае  $V\uparrow\downarrow B$  радиуса орбиты ядра вихря больше по сравнению с состоянием  $V\uparrow\uparrow B$ . С другой стороны, как показало моделирование, скорость вращения ядра вихря практически не зависит от взаимного направления магнитного поля и завихренности оболочки вихря.

Исследована зависимость гирации вихря от и величины тока накачки. Показано, что радиус орбиты монотонно возрастает с увеличением тока накачки, в то время как частота гирации вначале нарастает, а потом снижается (рис. 2). Однако линейная скорость гирации вихря практически не зависит от параметра  $L/R$  и примерно удовлетворяет соотношению  $v_g = \omega_g r_g$ .



**Рис. 3.** Распределения z-компоненты намагниченности в центральном сечении вихря при различных токах накачки

Снижение частоты гирации при увеличении тока накачки связано, по-видимому, с трансформацией кора вихря на больших орбитах гирации. При токах накачки, близких к  $j_{stop}$ , происходит формирование вблизи ядра вихря так называемого антиядра – области с противоположным по отношению к ядру направлением намагниченности. Это в конечном итоге приводит к переключению полярности ядра и остановке гирации. На рис. 3 приводятся расчетные профили z-проекции намагниченности в центральном сечении магнитного вихря при различных токах накачки. Видно, что с ростом плотности тока амплитуда пика антиядра увеличивается, в то время как амплитуда ядра остается постоянной. На рис. 4 приведены зависимости интегральных магнитных моментов ядра и антиядра от тока накачки. Видно, что интегральный момент ядра практически не изменяется, тогда как магнитный момент антиядра увеличивается почти на порядок.



**Рис. 4.** Зависимости интегральных намагниченностей ядра и антиядра от тока накачки при  $L/R = 0,3$

## Выводы

Таким образом, магнитное поле тока накачки существенно влияет на параметры гирации магнитного вихря. Для минимизации такого влияния необходимо уменьшать толщину подводящих электродов и компенсировать магнитные поля подводящих проводов. Кроме того, поле тока накачки по-разному влияет на состояния  $V\uparrow\uparrow B$  и  $V\uparrow\downarrow B$ , увеличивая частоту гирации в одном случае и уменьшая в другом. Это обстоятельство является существенным при попытке синхронизации гиротропных автоколебаний в двух взаимодействующих дисках.

## Финансирование

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-10176.

# Исследование микромагнитов для создания макета квантового процессора на одном кремниевом кубите

М. В. Сапожников<sup>1</sup>, О. Л. Ермолаева<sup>1,\*</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>,  
Е. В. Демидов<sup>1</sup>, С. В. Ситников<sup>2</sup>, Д. В. Щеглов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090  
\*ermolaeva@ipmras.ru

В работе были проведены экспериментальные исследования микромагнитов, предназначенных для создания неоднородного поля в кремниевых кубитах. Измерения проводились методом оптической магнитометрии и магнитно-силовой микроскопии. Показано, что рассмотренная геометрия микромагнита обеспечивает градиенты магнитного поля, необходимые для реализации электрического дипольного спинового резонанса в одной или нескольких квантовых точках.

## Введение

В настоящее время квантовые компьютеры и квантовые вычисления выходят из области фундаментальных научных исследований в сферу применения для решения практических задач. Несмотря на то, что системы на полупроводниковых кубитах пока значительно уступают системам на сверхпроводниковых и «атомных» кубитах, для них в последние годы наблюдается очень быстрый прогресс, связанный с созданием кубитов на основе кремния и его гетероструктур с германием [1]. В последних работах для манипуляции спином электронов в Si/SiGe кубитах наиболее часто используется электрический дипольный спиновый резонанс (ЭДСР) [2], для реализации которого нужен градиент магнитного поля и подача переменного напряжения на управляющие затворы. Неоднородное же магнитное поле создается в структурах из-за микро- и наномикромагнитов, которые могут быть расположены в различных слоях структуры.

При этом дизайн и параметры микро- и наномикромагнитов во многом определяют быстродействие системы и оказывают существенное влияние на время когерентности спина электрона. Пример такого микромагнита, расположенного над всеми слоями управляющих электродов и отделенных от них тонким слоем диэлектрика, приведен на рис. 1.

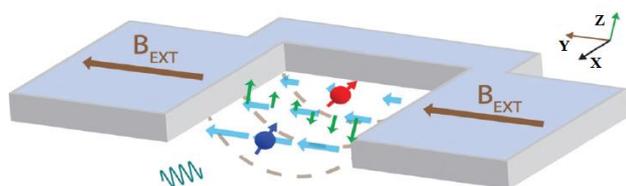


Рис. 1. Пример дизайна микромагнита с указанием компонент магнитного поля в различных направлениях. Синим и красным кружками со стрелками схематично показано место формирования двух КТ.  $B_{ext}$  – постоянное магнитное поле от внешнего магнита

## Результаты

Экспериментальные исследования микромагнитов были выполнены с использованием двух методов. Измерения петли намагничивания проводились методом оптической магнитометрии, путем измерения магнитооптического эффекта Керра в меридиональной геометрии по схеме скрещенных поляризаторов.

В качестве источника излучения использовался He-Ne высокостабилизированный лазер на длине волны 632 нм. Микромагниты были сформированы с помощью электронной литографии из пленки кобальта толщиной 200 нм. Дизайн микромагнитов представлял собой две полоски, соединенные П-образной перемычкой (рис. 2). Для увеличения сигнала исследовались не одиночные микромагниты, а массивы одинаковых микромагнитов.

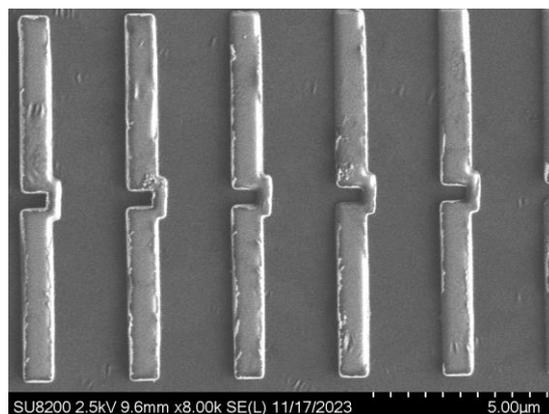
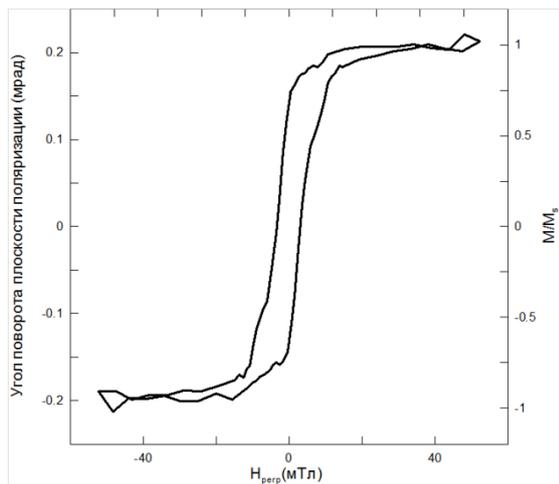


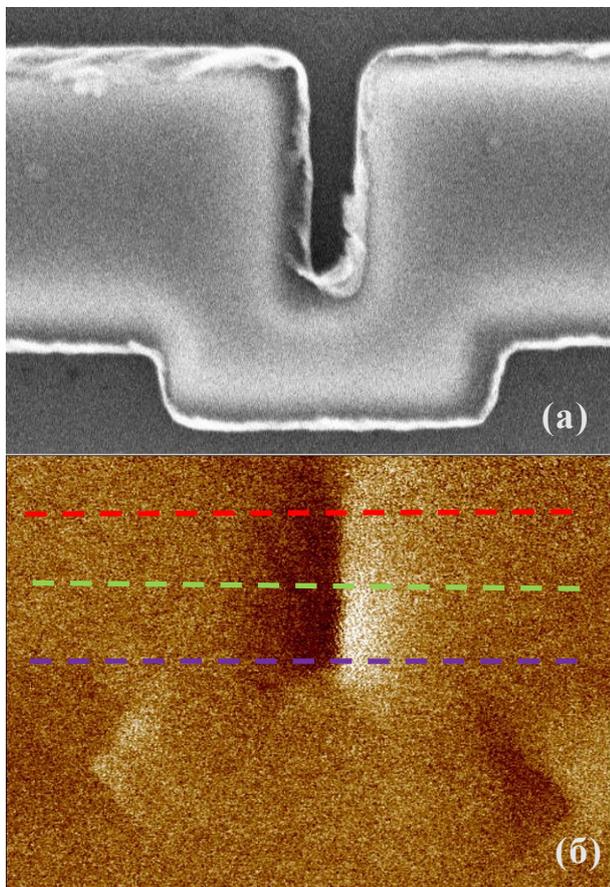
Рис. 2. СЭМ-снимок микромагнитов

Магнитное поле прикладывалось в направлении вдоль микромагнитов. Экспериментально измеренная петля намагничивания показана на рис. 3. Ширина измеренной петли гистерезиса составляет 6,4 мТл.

Исследование распределения магнитного поля от отдельного микромагнита было выполнено методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Как показали предварительные измерения, в отсутствие внешнего магнитного поля исследуемые микромагниты находятся в неоднородном магнитном состоянии. Поэтому исследования распределения поля в зазоре микромагнита были проведены в намагничивающем внешнем поле величиной 0,1 Тл, направленном вдоль полосок микромагнита. Эта величина превышает величину намагничивающего поля, оценка которого была сделана в ходе микромагнитного моделирования. На рис. 4 приведены полученные результаты: СЭМ-снимок и МСМ-контраст соответствующего участка исследуемой структуры вблизи зазора. Ширина полосок микромагнита составляла 800 нм, а ширина зазора – 350 нм.



**Рис. 3.** Экспериментально измеренная кривая намагничивания массива микромагнитов, измеренная по углу поворота плоскости поляризации



**Рис. 4.** СЭМ-изображение области зазора микромагнита с шириной зазора 350 нм (а); соответствующее ему экспериментально измеренное МСМ-изображение (б). Пунктирные цветные линии на рис. (б) соответствуют сечениям, вдоль которых на рис. 5 приведено распределение сигнала МСМ

На МСМ-изображении четко видны два полюса, соответствующие краям зазора, а также два более

слабых полюса, соответствующие краям перемычки, соединяющей полоски микромагнита (рис. 4, б).

Для детального исследования распределения градиента магнитного поля вдоль зазора была построена серия продольных сечений полученного МСМ-изображения. Исследовались распределения МСМ-контраста на краях и в центре зазора. На рис. 4, б линиями отмечены положения сечений МСМ-контраста. Сами кривые сечений приведены на рис. 5. Цвета линий и кривых на рис. 4, б и 5 соответствуют друг другу.



**Рис. 5.** Экспериментально измеренные сечения МСМ-контраста около свободного края (красная кривая на рис. 4, б), в середине (зеленая кривая) и у края с перемычкой (фиолетовая кривая)

### Выводы

Из полученных кривых видно, что величина МСМ-контраста минимальна около свободного края и растет при приближении к краю с перемычкой (рис. 5). Разница между амплитудой МСМ-контраста на разных краях зазора составляет порядка 30%. Таким образом, в исследованных микромагнитах реализованы градиенты магнитного поля, необходимые для реализации ЭДСР в одной или нескольких КТ.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021).

### Литература

1. P. Stano, D. Loss. Review of performance metrics of spin qubits in gated semiconducting nanostructures // <https://arxiv.org/abs/2107.06485>.
2. G. Burkard et al., Semiconductor spin qubits // *Rev. of Mod. Phys.* 2023. V. 95. P. 02500.

# Сравнительное исследование магнитных свойств топологических изоляторов $(\text{Mn}_{1-x}\text{A}^{\text{IV}}_x)\text{Bi}_2\text{Te}_4$ $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Ge}, \text{Pb}, \text{Sn}$

Д. А. Естюнин<sup>1,\*</sup>, А. А. Рыбкина<sup>1</sup>, К. А. Кох<sup>1,2</sup>, О. Е. Терещенко<sup>1,3,4</sup>, М. В. Лихолетова<sup>1</sup>, И. И. Климовских<sup>5</sup>, А. М. Шикин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия

<sup>2</sup>Институт геологии и минералогии им. А. Л. Соболева СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>4</sup>СКИФ, Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, Кольцово, 630559, Россия

<sup>5</sup>Donostia International Physics Center, 20018, Donostia-San Sebastián, Spain

\*estyunin@gmail.com

В работе рассмотрено влияние магнитного разбавления на магнитные свойства топологического изолятора  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при замещении магнитных атомов Mn на немагнитные атомы 4 группы  $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Ge}, \text{Sn}, \text{Pb}$ . Показано, что с ростом концентрации замещения уменьшается температура магнитного упорядочения – температура Нееля. При всех концентрациях замещения наблюдался антиферромагнитный тип магнитного упорядочения, как и для чистого  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ . Были обнаружены отклонения от линейной зависимости магнитных параметров (температура Нееля и поле перемagnичивания) от концентрации замещения, а также немонокотное поведение этих параметров при малых концентрациях замещения.

## Введение

Интерес к исследованию магнитных топологических изоляторов (ТИ) прежде всего связан с возможностью реализации в них квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ) [1]. В магнитных ТИ в состоянии КАЭХ возникает краевая проводимость, благодаря которой возможен транспорт спин-поляризованных электронов на значительные расстояния без рассеяния. Особенностью магнитных ТИ является то, что для реализации состояния КАЭХ не требуется внешнего магнитного поля, что позволяет использовать их в электронике с низким энергопотреблением и квантовых вычислениях. Среди различных соединений, используемых для исследования взаимодействия магнетизма и топологии, а также для реализации состояния КАЭХ, наиболее перспективным кандидатом стал собственный антиферромагнитный (АФМ) ТИ со стехиометрией  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [2]. Недавние исследования действительно подтвердили возможность достижения состояния КАЭХ в тонких пленках  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [3]. Переход материала в состояние КАЭХ наблюдался при более высоких температурах, чем в магнитно-легированных ТИ.

Возможность управления магнитными свойствами  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  является достаточно перспективным и практически значимым направлением исследований. В связи с этим нами были проведены исследования модификации магнитных свойств АФМ ТИ  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  за счет частичного замещения атомов Mn немагнитными элементами ( $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Ge}, \text{Pb}, \text{Sn}$ ) [4]. Образцы с различным уровнем замещения Mn (10–80%) изучались методом СКВИД-магнитометрии.

## Результаты

Было показано, что для всех замещающих элементов тип магнитного упорядочения остается АФМ, а температура Нееля ( $T_N$ ) и поле спин-флоп перехода ( $H_{\text{SF}}$ ) уменьшаются с ростом концентрации  $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Ge},$

$\text{Pb}, \text{Sn}$  (рис. 1). Скорость уменьшения для разных элементов оказалась различной: наибольшая для Pb, затем Sn и Ge. Такое поведение объясняется совместным влиянием на магнитные свойства как магнитного разбавления, так и увеличения параметров кристаллической решетки, наиболее существенным при замещении Mn на Pb ( $(\text{Mn}_{1-x}\text{Pb}_x)\text{Bi}_2\text{Te}_4$ ). Кроме того, было обнаружено, что линейная аппроксимация экспериментальных значений  $T_N$  и  $H_{\text{SF}}$  предполагает более высокие значения данных параметров для чистого  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , чем наблюдается экспериментально. Это указывает на наличие их немонокотного изменения при низких концентрациях, а также на возможность усиления магнитных свойств за счет легирования  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  небольшими количествами немагнитных примесей. В частности, было обнаружено, что для образца  $(\text{Mn}_{1-x}\text{Pb}_x)\text{Bi}_2\text{Te}_4$  с 10%-ым уровнем замещения Mn на Pb действительно наблюдаются повышенные значения магнитных параметров в сравнении с чистым  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , что также подтверждается локальным анализом с использованием фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением.

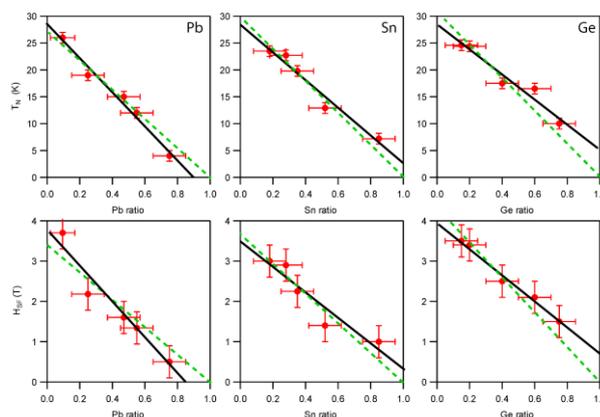


Рис. 1. Экспериментальные значения  $T_N$  и  $H_{\text{SF}}$  в зависимости от концентрации замещения атомов Mn на  $\text{A}^{\text{IV}} = \text{Ge}, \text{Pb}, \text{Sn}$ . Показаны линейные аппроксимации экспериментальных значений (пунктирные и сплошные линии)

### **Выводы**

Показано, что с ростом концентрации замещения атомов Mn на атомы 4 группы  $A^{IV} = \text{Ge, Sn, Pb}$  уменьшается температура магнитного упорядочения – температура Нееля. При всех концентрациях замещения наблюдался антиферромагнитный тип магнитного упорядочения, как и для чистого  $\text{MnV}_2\text{Te}_4$ .

### **Финансирование**

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00016.

### **Литература**

1. C. Z. Chang et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2023. V. 95. P. 011002.
2. M. M. Otrokov et al. // *Nature.* 2019. V. 576. P. 416–422.
3. Y. Deng et al. // *Science.* 2020. V. 367. P. 895.
4. D. A. Estyunin et al. // *Magnetochemistry.* 2023. V. 9. P. 21.

# Зондовая микроскопия в исследовании магнитных нанопроволок

Д. А. Бизяев<sup>1</sup>, Д. Р. Хайретдинова<sup>2,3,\*</sup>, Д. Л. Загорский<sup>2</sup>, И. М. Долуденко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, 420029

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Ленинский пр., 59, Москва, 119333

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049

\*hairtldr@gmail.com

В работе методом матричного синтеза получены магнитные нанопроволоки (НП) двух типов – слоевые (состоящие из чередующихся слоев никеля и меди) и НП из сплава FeNi. В первом случае уединенные НП (или группы близких НП) были нанесены на поверхности подложки, во втором – НП находились в матрице (изучено три типа образцов с различной плотностью НП в матрице). Методом магнитно-силовой микроскопии проведено изучение магнитных параметров НП-распределения намагниченности и его изменение (перемагничивание) в изменяющемся внешнем магнитном поле. Показана зависимость коэрцитивной силы от расстояния между НП. На локальном уровне продемонстрировано взаимное влияние НП друг на друга. Это влияние усиливается по мере сближения соседних НП друг к другу, находящихся как в матрице, так и на поверхности.

## Введение

Одномерные магнитные структуры – нанопроволоки (НП) – представляют значительный интерес как потенциальные микромагниты, элементы сенсорики и микроэлектроники, структуры для приложения в медицине (адресная доставка лекарств и гипертермия). Такие структуры могут быть получены методом матричного синтеза – путем электроосаждения металлов из растворов их солей в поры ростовой матрицы. Метод дает возможность получения как однородных, так и слоевых НП. В отличие от объемных материалов, магнитные свойства единичных НП определяются еще и их размером (диаметр порядка 100 нм и менее) и вытянутой формой (высокое аспектное отношение). Свойства НП в массиве определяются еще и взаимодействием между соседними НП. И наконец, в слоевых НП к вышеупомянутым факторам добавляется еще и взаимодействие между соседними слоями. Эти особенности различных типов НП достаточно широко исследовались «интегральными» методами. Большой интерес представляет исследование магнитных свойств на локальном уровне – однако это представляется достаточно сложной задачей. Лишь несколько методов позволяют как-то оценить магнитные параметры единичной НП с достаточно высоким разрешением. К их числу относятся методы микроскопии Лоренца и магнитно-силовой микроскопии. Можно выделить лишь несколько работ, посвященных применению этих методов к изучению магнитного состояния НП [1–7]. Однако практически во всех случаях объекты исследовались в неизменном по величине поле, особенности их взаимодействия и перемагничивания детально не исследовались.

## Методика

В работе были получены и исследованы два типа образцов. В первом случае использовалась трековая мембрана с порами диаметром 100 нм и поверхностной плотностью  $10^9$  пор/см<sup>2</sup>. В порах этой матрицы, используя электролит, содержащий ионы никеля и меди и применяя т. н. импульсный режим (чередование импульсов различного напряжения), получили гетерогенные НП (т. н. «слоевые» НП). Эти НП состояли из чередующихся слоев никеля и меди (толщиной 400 и 300 нм каждый). Во втором случае ис-

пользовались три типа матриц – все с диаметрами пор 100 нм, но с различной плотностью пор –  $1 \cdot 10^8$ ,  $5 \cdot 10^8$  и  $1,2 \cdot 10^9$  на кв. см. В порах этих матриц были выращены гомогенные НП из FeNi (т. н. «сплава», по составу близкого к магнитомягкому пермаллою).

Все полученные образцы предварительно аттестовывались методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Использовался микроскоп JSM 6000 plus (JEOL, Япония, режим вторичных электронов, ускоряющее напряжение 15 кВ).

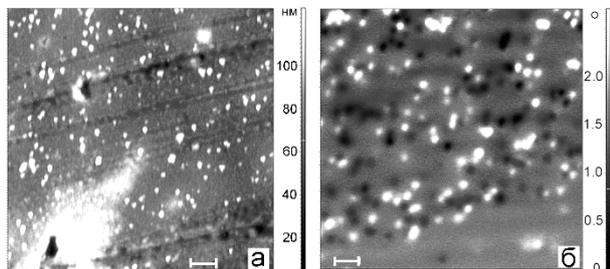
Изучение методом зондовой микроскопии в этих случаях проводилось соответственно на приборах Solver P-47 (NT-MDT, Зеленоград) и Ntegra, работавших в режиме тэйпинга в двух модах – атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ соответственно). Использовался магнитный кантеливер (с кобальтовым покрытием), измерения проводились в однопроходном режиме. Внешнее магнитное поле создавалось в первом случае в горизонтальном направлении,  $\pm 16$  мТл; во втором случае в вертикальном направлении  $\pm 34$  мТл.

## Результаты

НП первого типа (слоевые) были выделены из матрицы и осажжены на поверхность держателя. При этом проблема сильной агломерации НП была решена путем осаждения во внешнем магнитном поле [8]. В этом случае сканирование проводилось вдоль единичных НП. В исходном состоянии было показано их разбиение на домены, размер которых соответствовал размеру отдельного слоя (около 400 нм).

Приложение внешнего поля (направленного вдоль поверхности держателя, параллельно оси НП) приводило к перемагничиванию таких НП, коэрцитивная сила единичных НП составила порядка 4–5 мТл. В то же время для агрегатов – двойных НП и более – наблюдалось значительное увеличение их поля переключения до 12–15 мТл. Под полем переключения понимается такая величина внешнего магнитного поля, при котором группа НП меняет направление намагниченности на противоположное и приближается к полю анизотропии. Агрегаты, состоящие из нескольких «слипшихся» НП, перемагничивались поэтапно, при последовательном увеличении поля.

На образцах второго типа – параллельные НП, расположенные в полимерной матрице (с различным расстоянием между ними). На этих образцах методом избирательного травления (в растворе перекиси водорода с хлоридом натрия) была удалена ростовая медная подложка. Таким образом были получены образцы из сплава FeNi, в которых концы всех НП находились на уровне поверхности (рис. 1, а).



**Рис. 1.** АСМ-изображение поверхности мембраны с плотностью пор  $5 \cdot 10^8$  шт./см<sup>2</sup> со стороны стравленного медного электрода (а). МСМ-изображение этого участка (б) – исходное состояние. Длина размерного бара 1 мкм

Методом зондовой микроскопии эти НП изучались «с торца» (перпендикулярно оси НП). Отметим, что в этих образцах можно условно выделить два различных типа НП – уединенные и близкорасположенные, «групповые». Критерием разделения может служить опубликованная ранее для НП оценка расстояния между соседями в 500 нм [9]. Перед прикладыванием внешнего поля исследовалось исходное состояние намагниченности (рис. 1, б). Далее включалось максимальное магнитное поле (–34 мТл) для намагничивания НП в заданном направлении. После этого производилось постепенное уменьшение поля с шагом 0,1 мТл, и при переходе через ноль делалось его увеличение с тем же шагом в сторону положительных значений. В ходе проведенных экспериментов на образцах с разной концентрацией пор для уединенных НП наблюдалось переключение их намагниченности в полях 7–10 мТл практически во всех случаях. Эта величина не зависит от типа матрицы – очевидно, из-за того, что такие НП практически не взаимодействуют с соседями.

Напротив, в «группах» переключение намагниченности НП происходит поэтапно, при этом верхняя (где начинаются первые изменения в намагниченности ансамбля НП) и нижняя (где заканчиваются эти изменения) границы диапазона перемагничивания становятся шире по мере увеличения плотности НП. В образце с наибольшей плотностью НП ( $1,2 \cdot 10^9$ ) уединенных НП на исследуемых участках поверхности матрицы не наблюдалось. Для данного образца обнаружен максимальный диапазон перемагничивания (оценочно до  $\pm 50$  мТл). Результаты приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Зависимость нижней ( $B_1$ ) и верхней ( $B_2$ ) границ диапазона перемагничивания НП от концентрации пор в мембране

Плотность пор, шт./см <sup>2</sup>	$B_1$ , мТл	$B_2$ , мТл
$1 \cdot 10^8$	+3	+27
$5 \cdot 10^8$	–6	+34
$1,2 \cdot 10^9$	Более –34 (оценочно –50)	Более +34 (оценочно +50)

## Выводы

Таким образом, на локальном уровне показано взаимное влияние НП друг на друга. Это влияние усиливается по мере сближения соседних НП друг к другу, находящих как в матрице, так и на поверхности. Оно затрудняет перемагничивание НП и не только приводит к увеличению поля переключения взаимодействующих между собой НП, но и раздвигает границы диапазона перемагничивания. Эффект значительно усиливается для больших агломератов НП. Полученные результаты говорят о том, что переключение намагниченности в такого рода структурах может быть затруднено, четкую границу не всегда можно определить. В то же время взаимодействие соседних НП может «стабилизировать» определенные магнитные состояния.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-22-00983 (рост слоевых НП), а также госзаданий НИЦ «Курчатовский институт» (рост НП из сплава) и МИСиС (магнитные измерения). Работа МСМ Д. Бизяева выполнялась в рамках госзадания ФИЦ КазНЦ РАН.

## Литература

1. J. Cantu-Valle, I. Betancourt, J. E. Sanchez, et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 024302.
2. I. M. Andersen, L. A. Rodríguez, C. Bran, et al. // AcsNANO. 2020. V. 14. P. 1399.
3. T. G. Sorop, C. Untiedt, F. Luis, et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 2, 003 (Jan). P. 67:014402.
4. T. Wang, Y. Wang, Y. Fu, et al. // Nanotechnology. 2008. V. 19. P. 455703.
5. T. Wang, Y. Wang, Y. Fu, et al. // Nanotechnology. 2009. V. 20. P. 105707.
6. A. S. Samardak, A. V. Ognev, A. Yu. Samardak, et al. // J. Alloys and Compounds. 2018. V. 732. P. 683.
7. A. Yu. Samardak, Y. S. Jeon, V. Yu. Samardak, et al. // Small. 2022. V. 18. P. 2203555.
8. И. Долуденко, Д. Хайретдинова, Д. Загорский и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2023. Т. 87, № 3. С. 321.
9. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva // J. Surf. Invest.: X-ray, Synch. & Neut Tech. 2009. V. 3, no. 5. P. 840.

# Тонкие ферромагнитные пленки CoPt(Pd) как новый функциональный материал нанoeлектроники

А. В. Здравейцев<sup>1,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, А. В. Кудрин<sup>1</sup>, М. П. Темиряева<sup>1,2</sup>,  
А. Г. Темиряев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

\*zdorovei@nifti.unn.ru

В работе приведены результаты исследований основных свойств получаемых пленок CoPt(Pd) и показаны возможности их применения в качестве функциональных слоев покрытий и прототипов приборов нанoeлектроники. Рассмотрены принципы работы и основные характеристики таких приборов: спиновый светоизлучающий диод; детектор циркулярно-поляризованного излучения; элемент магниторезистивной памяти; магнитоуправляемый спиновый светодиод; термоэлектрический элемент.

## Введение

Исследование многослойных тонких ферромагнитных пленок типа CoPt(Pd) является актуальной задачей наноспинтроники. Интерес к таким пленкам обусловлен их уникальной магнитной структурой, благодаря которой они имеют ярко выраженную анизотропию намагниченности с осью легкого намагничивания, расположенной перпендикулярно плоскости роста даже при очень малых толщинах пленки. [1] Магнитные свойства таких пленок сохраняются при температурах, значительно превышающих комнатную. Поскольку в качестве тяжелого металла используются благородные металлы (Pt, Pd), пленки такого типа обладают повышенной коррозионной стойкостью. Благодаря наличию межфазного обменного взаимодействия Дзялошинского – Мория [2] между атомами металлов в таких пленках возможно существование стабильных при комнатной температуре магнитных скирмионов.

Ферромагнитные слои CoPt(Pd) имеют огромное количество потенциальных применений в самых разнообразных областях науки и техники. В настоящей работе исследуемые пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме, в отличие от более распространенного в литературе метода магнетронного распыления. Применяемый нами метод является низкоэнергетическим (энергии испаряемых атомов «тепловые» около 0,1 эВ), в то время как используемые в методе магнетронного распыления минимальные величины энергии на порядок выше. Это позволяет наносить пленки, содержащие такие диффузионно-активные материалы, как кобальт, даже на поверхность светоизлучающих гетеронаноструктур с тонкими покровными слоями, закрывающими активную область светодиода.

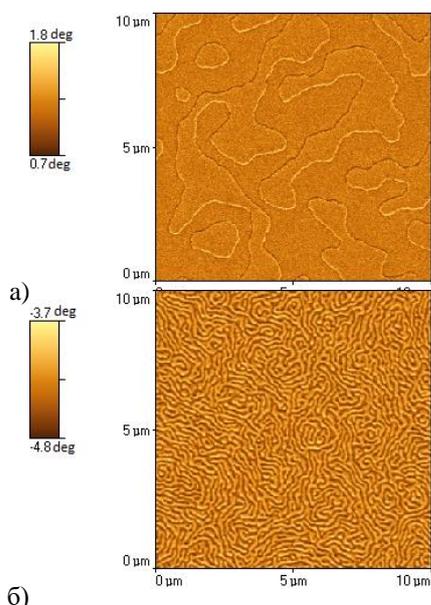
## Результаты

Рассмотрим характерные свойства получаемых нами пленок CoPt(Pd). На рис. 1 приведены магнитно-силовые изображения пленок CoPd, сформированных методом электроннолучевого испарения, при различных составах слоев. Видно, что наблюдается изменение размеров магнитных доменов от 10 до 0,2 мкм. На рис. 2 показаны магнитополевые зависимости намаг-

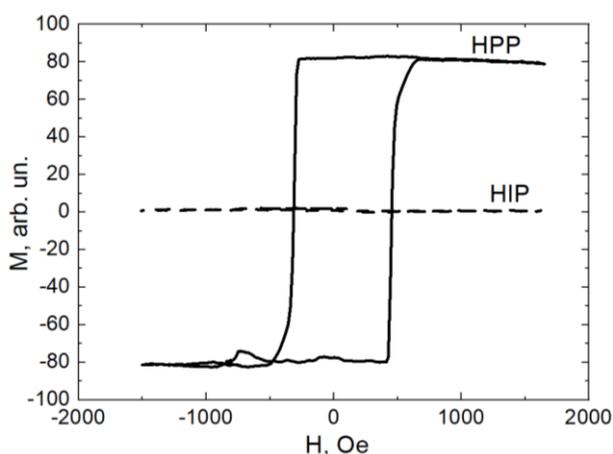
нитненности слоев (Co(0,2 нм)Pd(0,5 нм))<sub>10</sub> для направления вдоль (НП) и перпендикулярно (НПП) плоскости пленки. Видно наличие ярко выраженной перпендикулярной анизотропии намагниченности. Также исследованные пленки обладают сильным магнитооптическим эффектом Фарадея, величина угла Фарадея в насыщении достигает  $\approx 1,5 \cdot 10^6$  град/см.

На основе пленок CoPt(Pd) нами был реализован ряд базовых приборов спинтроники: спиновый светоизлучающий диод [1] и детектор циркулярно-поляризованного излучения [3]. Спиновый светодиод состоит из двух частей: спиновый инжектор, поляризующий носители заряда по спину, и спиновый детектор, в котором происходит рекомбинация поляризованного носителя с неполяризованным. Магнитополевые зависимости степени циркулярной поляризации диода практически точно повторяют перпендикулярную намагниченность слоя инжектора. Применение пленки CoPt в составе инжектора позволило нам создать спиновый светодиод, функционирующий при комнатной температуре и без внешнего магнитного поля, за счет наличия остаточной намагниченности. Детектор циркулярно-поляризованного излучения представляет собой планарную конструкцию на основе МДП-структуры с ферромагнитным слоем CoPt. Его работа основана на использовании эффекта магнито-циркулярного дихроизма в слое CoPt, при котором появляется зависимость коэффициента пропускания от направления циркулярной поляризации света и намагниченности слоя, что приводит к различию в регистрируемом сопротивлении фоточувствительного слоя. Величина эффективности детектирования представленных нами образцов детекторов соответствует мировым достижениям в данной области  $\sim 1\%$  [4].

Благодаря наличию для некоторых составов пленок CoPt(Pd) мелкой доменной структуры (менее 0,2 мкм, рис. 1, б), их можно применить для создания элементов магнитной памяти. Пленка CoPt (толщиной 8 нм) была нарезана на квадраты с периодом 50 нм, при таком размере ячейка становится однодоменной. Под воздействием магнитного поля зонда атомно-силового микроскопа можно переключать намагниченность ячейки на противоположную. Максимальная оценочная плотность в подобной системе составила 40 Гбит/см<sup>2</sup>.



**Рис. 1.** Магнитно-силовое изображение пленки  $(\text{Co}(0,2 \text{ нм})\text{Pd}(0,5 \text{ нм}))_{10}$  (а),  $(\text{Co}(0,3 \text{ нм})\text{Pd}(0,5 \text{ нм}))_{10}$  (б)



**Рис. 2.** Магнитополевые зависимости намагниченности слоев  $(\text{Co}(0,2 \text{ нм})\text{Pd}(0,5 \text{ нм}))_{10}$

Использование CoPt в качестве покрытия зонда магнитно-силового микроскопа позволило создать зонды [5], имеющие малый магнитный момент, что позволяет получать магнитные изображения без искажений доменной структуры, вызываемых обычно в магнитомягких материалах магнитным полем зонда. Такие зонды также обладают повышенной коррозионной стойкостью и имеют повышенный срок службы. Сама пленка CoPt оказалась удобным объектом для экспресс-проверки работоспособности зонда магнитно-силового микроскопа, позволяющим оценить степень влияния зонда на магнитную структуру и подобрать необходимые режимы сканирования.

Скомбинировав магниторезистивный элемент и спиновый светодиод с инжектором на основе пленки CoPd, создали прибор, характеризующийся четырьмя

состояниями в зависимости от величины и направления магнитного поля [6]. Это состояния излучения светодиода низкой интенсивности с правой и левой циркулярной поляризацией и высокой интенсивности с левой и правой поляризацией. Одним из применений данного прибора может являться создание на его основе беспроводного детектора магнитного поля.

Известно, что для создания термоэлектрических преобразователей энергии в основном используются полупроводниковые соединения, металлы используются значительно реже ввиду недостаточности высокого коэффициента Зеебека. Тем не менее возможно увеличить значение термоэлектрической добротности за счет использования металлических ферромагнитных пленок CoPt(Pd), в которых проявляется аномальный термомагнитный эффект Нернста – Эттингсгаузена, величина которого существенно превышает термо-ЭДС, обусловленную эффектом Зеебека. В относительно небольших диапазонах магнитных полей 5–100 мТл у термоэлектрических преобразователей на основе CoPt величина эффекта составляет 12 мкВ/К [7], что уже может конкурировать с полупроводниковыми преобразователями.

## Выводы

Благодаря своим уникальным физическим свойствам тонкие ферромагнитные пленки CoPt(Pd) уже нашли и могут найти в будущем массу практических применений в качестве функционального материала нанoeлектроники. Их использование позволяет конструировать новые, а также существенно улучшить характеристики, снизить стоимость и увеличить удобство использования уже существующих приборов нанoeлектроники.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 21-79-20186.

## Литература

1. М. В. Дорохин, М. В. Вельд, П. Б. Демина и др. // ФТТ. 2017. Т. 59, № 11. С. 2135.
2. И. Л. Калентьева, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др. // ФТТ. 2022. Т. 64, № 9. С. 1304.
3. А. В. Кудрин, А. В. Здоровейцев, О. В. Вихрова и др. // ФТТ. 2018. Т. 60, № 11. С. 2236.
4. R. Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort, A. Tahraoui, H. T. Grahn // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 162508.
5. Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский и др. // ЖЭТФ. 2023. Т. 163, № 1. С. 41.
6. М. В. Дорохин, М. В. Вельд, А. В. Здоровейцев, П. Б. Демина, Ю. В. Кузнецов // Патент № 2748909. Приоритет 27.08.2020. Дата регистрации 01.06.2021.
7. Ю. М. Кузнецов, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейцев, А. В. Кудрин, П. Б. Демина, Д. А. Здоровейцев // Успехи Физических Наук. 2023. Т. 193, № 3. С. 331–339.

# Элементы магнитной памяти на основе пленок CoPd(Pt)/Au

А. В. Здоровейцев<sup>1,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, Д. А. Здоровейцев<sup>1,2</sup>, М. П. Темиряева<sup>1,3</sup>,  
А. Г. Темиряев<sup>1,3</sup>, Н. С. Гусев<sup>4</sup>, Д. А. Татарский<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>Фрязинский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

<sup>4</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*zdorovei@nifti.unn.ru

В работе проведено исследование микромагнитной структуры и магнитных свойств пленок CoPd(Pt)/Au. Показана возможность создания ячейки памяти на основе данных пленок и возможность увеличения информационной емкости ячейки. Обсуждается модель возникновения ступенчатой петли перемагничивания в многослойных пленках CoPd(Pt)/Au.

## Введение

Развитие технологии энергонезависимой памяти, повышение плотности записи требует поиска новых материалов и конструкций на их основе. Важнейшими для применения в устройствах памяти особенностями магнитных пленок являются: наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, малая толщина, устойчивость к коррозии и мелкая доменная структура. Всеми этими качествами обладают пленки сплавов CoPd(Pt).

## Результаты

Исследуемые многослойные пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме [1]. Топология наноструктур и контактов к ним формировалась сочетанием фотолитографии с последующим ионно-плазменным травлением пленки CoPd(Pt) ионами Ag и импульсной силовой нанолитографии [2]. Отметим, что пленки CoPt и CoPd обладают похожими магнитными и микромагнитными свойствами, но в случае CoPt пленка более стойкая к коррозии. Поэтому в настоящей работе при формировании рисунка методом импульсной силовой нанолитографии применялась пленка CoPt. В работе исследовались магнитные свойства образцов методами магнитооптических измерений и магнитно-силовой микроскопии (МСМ).

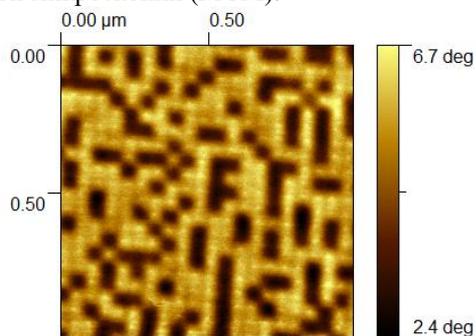


Рис. 1. МСМ-изображение тестовой структуры с периодом 50 нм, изготовленной на основе пленки CoPt

Для оценки минимально возможного размера элемента памяти в настоящей работе пленка CoPt (толщиной 8 нм) была нарезана на квадраты размером 50×50 нм. Обнаружено, что при таком размере ячейки пленка становится однодоменной (рис. 1). Под

воздействием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа намагниченность ячейки переключалась на противоположную. Максимальная оценочная плотность записи информации в этом случае составила 40 Гбит/см<sup>2</sup>.

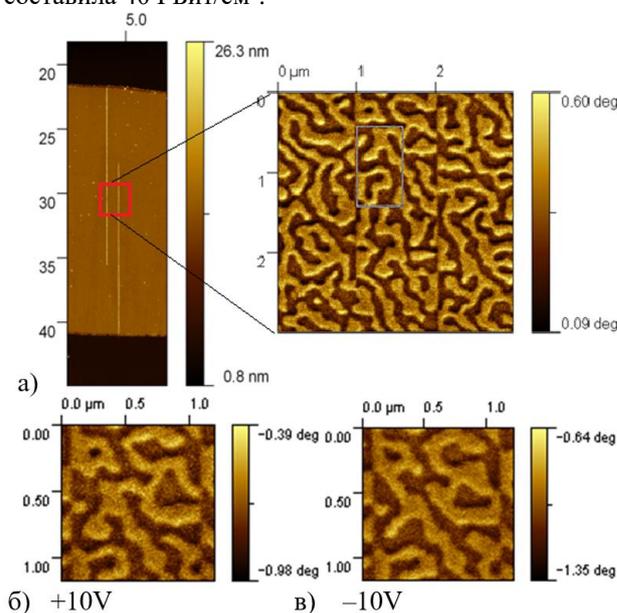


Рис. 2. МСМ-изображения пленки CoPt при подаче электрических импульсов разной полярности

Для исследования возможности управления доменной структурой токовыми импульсами методом импульсной силовой нанолитографии формировались дорожки шириной 1 мкм. На рис. 2, а показано МСМ-изображение размагниченной дорожки из CoPt. При подаче отрицательного токового импульса (15 мс) светлые домены замыкаются, а при подаче положительного – размыкаются (сравнение рис. 2, б, в), что говорит о возможности изменять доменную структуру пленки CoPt электрическим током.

Для потенциального увеличения плотности записи информации нами была сформирована трехслойная пленка сплава CoPd (толщиной 5 нм), разделенная немагнитными прослойками золота (толщиной 5 нм). Проведено комплексное исследование характеристик такой пленки. Обнаружено, что магнитопольная зависимость намагниченности пленки (рис. 3, кривая 1) имеет ступенчатый вид, а намагниченность имеет 6 устойчивых состояний. Также на рисунке показаны минорные гистерезисы намагниченности

данной структуры (кривые 2, 3), связанные с намагничиванием отдельных доменных структур.

Ступенчатый вид петли перемагничивания может быть получен сложением трёх гистерезисов от разных доменных структур. При отсутствии магнитной связи через прослойку из немагнитного металла (золота) наличие ступенек на суммарной петле перемагничивания объясняется различной коэрцитивной силой плёнок. Напротив, в случае наличия магнитной связи петли смещаются на величину поля обменного смещения. Различить эти два случая возможно, наблюдая за доменной структурой при перемагничивании. В первом случае при увеличении коэрцитивного поля должно происходить увеличение среднего латерального размера магнитного домена, наблюдаемого нами ранее в однослойных пленках [3]. Во втором случае мы должны наблюдать обменно-связанные многослойные доменные системы.

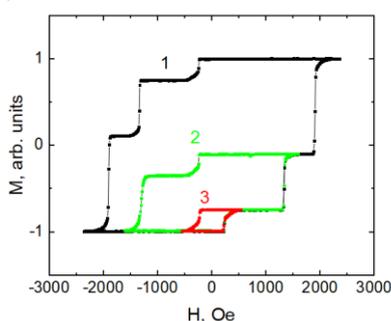


Рис. 3. Магнитопольная зависимость намагничивания для трехслойной пленки сплава CoPd/Au

При исследовании МСМ в перпендикулярном магнитном поле на горизонтальных полках петли гистерезиса выявляется однодоменная магнитная структура. Следует отметить, что при измерении МСМ величина магнитного отклика измеряется в относительных единицах, а на изображениях не видно увеличения магнитного отклика при увеличении величины намагниченности пленки. На вертикальных отрезках наблюдается сначала размагничивание, а потом и перемагничивание одной из доменных систем. При этом не наблюдается увеличение среднего размера домена для размагниченных систем.

Исследование МСМ в касательных магнитных полях показало, что в результате воздействия магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания, происходит частичное размагничивание пленки, в результате чего появляется лабиринтная доменная структура. Причем в достаточно сильных касательных магнитных полях размагничиваются одновременно все доменные системы. На рис. 4 приведено МСМ-изображение трехслойной пленки в касательном магнитном поле. Из рисунка видно, что в данной пленке существуют как независимая доменная структура отдельного ферромагнитного слоя, так и доменные структуры, связанные с несколькими ферромагнитными слоями. Доменная структура отдельного слоя показана на рис. 4, структура 1 (темная); структура, связанная с двумя слоями – на рис. 4, структура 2 (светлая); структура, свя-

занная с тремя слоями, – на рис. 4, структура 3 (почти белая).

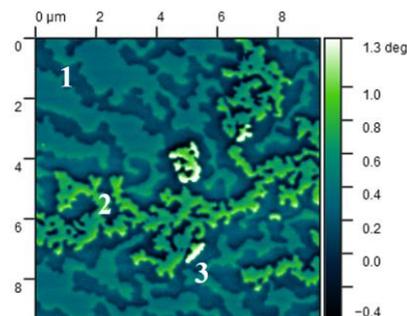


Рис. 4. МСМ-изображение трехслойной пленки сплава CoPd/Au в касательном магнитном поле  $H = 300$  Э

Анализируя экспериментальные данные, можно предположить, что ступенчатый вид петли перемагничивания обусловлен смещением петель гистерезиса отдельных ферромагнитных слоев, связанным с межслойным антиферромагнитным взаимодействием через нормальный металл (Au). В литературе имеется целый ряд моделей, объясняющих возникновение смещения, но в нашем случае расстояние между ферромагнитными пленками слишком велико для возникновения значимых величин прямого или косвенного обменного взаимодействия. Поэтому известные модели смещения в нашем случае не работают. Можно предположить, что смещение возникает за счет более слабого дальнедействующего дипольного взаимодействия.

## Выводы

Ферромагнитные пленки CoPd(Pt) можно применять в системах магнитной памяти, они могут обеспечить достаточно высокую плотность записи ( $40$  Гбит/см<sup>2</sup>). В случае применения многослойных магнитно-связанных пленок CoPd(Pt)/Au возможно увеличить информационную емкость ячейки в 3 раза. При этом возможно дальнейшее увеличение плотности записи путем увеличения количества магнитных слоёв. Электрическим током доменная структура пленок CoPd(Pt) изменяется крайне тяжело, поэтому они не подходят для применения в устройствах беговой памяти, где необходимо использовать пленки с более мелкой или более подвижной доменной структурой.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 21-79-20186.

## Литература

1. А. В. Здоровейцев, М. В. Дорохин, О. В. Вихрова и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2186.
2. А. G. Temiryazev // Diamond & Related Materials. 2014. V. 48. P. 60.
3. А. В. Здоровейцев, М. В. Дорохин, Д. А. Здоровейцев и др. // Труды 27-го междунар. симпоз. Нанофизика и нанoeлектроника: 2023. Т. 1. С. 201.

# Неинвазивная регистрация магнитных наночастиц

Л. П. Ичкитидзе<sup>1,2,\*</sup>, О. В. Филиппова<sup>2</sup>, М. В. Белодедов<sup>3</sup>, Г. Ю. Галечян<sup>2</sup>,  
А. Ю. Герасименко<sup>1,2</sup>, Д. В. Тельшев<sup>1,2</sup>, С. В. Селишев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт биомедицинских систем научно-исследовательского университета «МИЭТ», пл. Шокина, 1, МИЭТ, Зеленоград, Москва, 124498

<sup>2</sup>Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, ул. Трубецкая, 8, стр. 2, Москва, 119991

<sup>3</sup>Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, Москва, 105005

\*leo852@inbox.ru ichkitidze\_l\_p@staff.sechenov.ru

Синтезированы и исследованы магнитные наночастицы магнетита  $Fe_3O_4$  со средними размерами 10–25 нм. Установлено, что конгломераты магнитных наночастиц в слабом магнитном поле ( $\pm 2$  Э) ведут себя как суперпарамагнетики. Релаксация остаточной намагниченности для магнитных наночастиц без покрытия больше, чем для магнитных наночастиц с покрытием из полимерного материала.

## Введение

Магнитные наночастицы (МНЧ) активно исследуются для широкого применения в биомедицине, в частности, при диагностике и лечении (тераностике) онкологических заболеваний, а также для гипертермии опухоли и магнитоуправляемой адресной доставки лекарственных препаратов в места патологии. Кроме того, появляется все больше возможностей использования МНЧ в ортопедии, например, для определения, идентификации, количественной оценки раннего остеоартрита и отслеживания эффективности применяемых методов лечения. В данной работе исследуются физико-химические свойства МНЧ и возможность их регистрации в местах локализации в биологической среде.

## Результаты

МНЧ были синтезированы в водной среде методом химического соосаждения (реакция Массарта). Данный метод заключается в совместном осаждении гидроксидов железа при добавлении избытка раствора аммиака к раствору хлоридов железа (III) и (II) в соотношении 2:1 в водном растворе при интенсивном перемешивании. Основным продуктом реакции являются наночастицы магнетита  $Fe_3O_4$ , размеры которых лежат в диапазоне 10–25 нм. Для стабилизации, предотвращения коагуляции и окисления полученных МНЧ их поверхность покрывают различными полимерными материалами (ПМ). В данной работе реакцию соосаждения проводили как в присутствии поливинилового спирта (ПВС) в качестве стабилизатора, так и без него. Полученный порошок МНЧ смешивали с порошком микрокристаллической целлюлозы (МКЦ) в соотношении 3 мас.% МНЧ к 97 мас.% МКЦ. Из данного порошка прессованием (пресс 200 бар) были изготовлены таблетки диаметром 13 мм и толщиной 2,2–5,8 мм. Таблетки использовались в качестве образцов, на которых проводились измерения по изучению магнитных свойств МНЧ.

Было использовано магнитное поле  $B_0$ , значение которого контролировалось магнитометром Nopenwell HMR2300. Магнитное поле  $\Delta B$ , представляющее

собой разницу между измеренными значениями магнитных полей без образца и с образцом, использовалось для оценки величин намагниченности  $J$  и удельного магнитного момента  $p_m$  внутри образца. Считалось, что измеренное  $\Delta B$  корреляционно связано со значениями  $J$  или  $p_m$ , т. е.  $\Delta B \sim J, p_m$ .

Установлено, что в слабом поле  $B_0 \leq 2$  Э образцы (МНЧ без ПМ и с покрытием) проявляют свойства идеального суперпарамагнетика. Магнитная восприимчивость больше у образцов МНЧ, чем у МНЧ с ПМ. Во втором случае, образцы помещались в большее магнитное поле  $B_0 = 600$  Э в течение 1 мин, и исследованию подвергались их магнитная восприимчивость и релаксация намагниченности. В этих исследованиях восприимчивость образцов оказалась более чем на порядок меньшей, чем в поле  $B_0 = \pm 2$  Э, а поведение их остаточной намагниченности подобной ферромагнитному материалу. При этом оценка времени релаксации (по экспоненциальному закону) для образцов МНЧ составила около 2 ч, а для МНЧ с ПМ – 1,5 ч. Образцы имели достаточную остаточную намагниченность, что позволило их уверенно регистрировать на расстоянии до 5–6 см от датчика магнитометра, который имел рабочую температуру, соответствующую комнатной, и разрешение  $\pm 0,1$  мЭ. Во всех измерениях учитывалось влияние магнитного поля Земли.

## Выводы

Таким образом, синтезированные магнитные наночастицы и методика их регистрации позволяют использовать их в качестве тераностических агентов для таргетной доставки различных лигандов и маркеров в биологической среде. Рассмотренные концентрации (3 мас.% МНЧ) достаточны для их полного и неинвазивного контроля в условиях *in vivo* на небольших лабораторных животных.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект FSMR-2024-0003).

# Синтез, магнитные свойства и спиновые эффекты Холла в гетероструктурах $\text{Py}/\text{MnPt}$

А. Х. Кадикова<sup>1,\*</sup>, И. В. Янилкин<sup>1</sup>, А. И. Гумаров<sup>1</sup>, Б. Ф. Габбасов<sup>1</sup>, Д. Г. Зверев<sup>1</sup>,  
Л. Р. Тагиров<sup>1,2</sup>, Р. В. Юсупов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН,

ул. Сибирский тракт, 10, Казань, 420029

\*anelyakadikova11@gmail.com

В работе представлены результаты исследований магнитных свойств синтезированных тонкопленочных двухслойных систем  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  и описаны проявления в них обратного спинового эффекта Холла. Изучена кристаллическая структура слоя  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$  до и после высокотемпературного отжига. Установлено, что при отжиге происходит неполное упорядочение слоя  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$  в антиферромагнитную  $L1_0$ -фазу. Оценена величина спинового угла Холла для тонких пленок сплавов  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$  с различным содержанием платины.

## Введение

Одним из объектов исследований современной прикладной спинтроники являются спин-вентильные структуры с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). Перпендикулярная конфигурация магнитных моментов осложняет процесс переключения направления намагниченности. Появляется необходимость в увеличении плотности пропускаемого тока, что ведет к большему нагреву и меньшей энергоэффективности системы. Альтернативой выступает магнитное поле в плоскости структуры, что ограничивает интеграцию устройства и его масштабируемость.

В результате возникает необходимость в разработке способа переключения намагниченности без магнитного поля (*ZFS – Zero field switching*) [1]. Существуют различные подходы для реализации бесполового переключения направления намагниченности. Первый способ заключается в использовании двух спиновых токов, генерируемых в двух слоях тяжелого металла (N), находящихся сверху и снизу ферромагнитного слоя. Противоположные спиновые углы Холла ( $\theta_{SH}$ ) слоев N создают два спиновых тока с противоположными направлениями поляризации. При этом в ферромагнитный слой инжектируются спин-поляризованные электроны, способствующие *ZFS* [1]. Другим способом является использование неколлинеарных антиферромагнетиков для создания спинового тока с поляризацией, параллельной нормали структуры и, соответственно, оси намагниченностей F-слоев [2]. Еще один способ заключается во введении эффективного поля, лежащего в плоскости структуры, с использованием эффекта обменного смещения на границе антиферромагнетик (AF) / ферромагнетик (F). Эффективное поле выполняет роль вспомогательного магнитного поля для изменения состояния перпендикулярной намагниченности и достижения *ZFS*.

Спиновые эффекты Холла были обнаружены в антиферромагнетиках на основе сплавов и интерметаллидных соединений, содержащих марганец и тяжелый нормальный металл, таких как  $\text{MnPd}$ ,  $\text{MnIr}$  и  $\text{MnPt}$  [3]. Данные соединения характеризуются достаточно высокими температурами Нееля, что позволяет таким AF-слоям не терять своих свойств даже при сильном нагреве системы, что очень актуально для устройств памяти. Соответственно, упорядоченная

$L1_0$ -фаза системы  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$  является перспективным материалом для использования в спиновых вентилях, однако пленки  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$ , осажденные при комнатной температуре, имеют неупорядоченную гранцентрированную кубическую структуру (ГЦК), являются парамагнитными, и следовательно контакт не приводит к обменному сдвигу петли гистерезиса в гетероструктуре с ферромагнетиком.

В настоящей работе исследовались свойства двухслойных тонкопленочных структур  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}/\text{Py}$ , где Py – пермаллой  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ .

## Синтез

Двухслойные структуры синтезировались методами молекулярно-лучевой эпитаксии и магнетронного распыления. Было синтезировано 4 гетероструктуры  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}/\text{Py}$ . Первый образец выращен на подложке из кремния Si (100) (далее будем обозначать как  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}/\text{Py}$ -1). Вторая гетероструктура была синтезирована на монокристалле  $\text{MgO}$  с ориентацией (001): на поверхность подложки осаждался слой  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$ , а на него – ферромагнитный слой пермаллоя ( $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}/\text{Py}$ -2). Третий образец (далее  $\text{Py}/\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$ -3) также выращен на монокристалле  $\text{MgO}$ ; было решено напылить на подложку сначала слой палладия, имеющего меньший параметр кристаллической решетки (3,89 Å), чем  $\text{MgO}$  (4,20 Å). Слой палладия потребовался для реализации эпитаксиального роста на нем слоя пермаллоя, имеющего постоянную решетки 3,55 Å. Четвертый образец ( $\text{Py}/\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$ -4) осаждался на монокристалл титаната стронция  $\text{SrTiO}_3$  (STO), обладающего параметром решетки (3,91 Å), более близким к параметру пермаллоя, чем  $\text{MgO}$ . Синтез антиферромагнитного слоя производился без намеренного нагрева подложки, однако из-за высокой температуры ячейки с платиной при осаждении было зафиксировано, что подложка нагревалась до ~ 300 °C.

## Кристаллическая структура

Для тонких пленок сплавов  $\text{Mn}_x\text{Pt}_{1-x}$  ( $x = 45$ –60 ат.%) наблюдается структурная модификация, нехарактерная для равновесного состояния –  $A2$ -фаза. Она представляет собой неупорядоченный твердый раствор атомов платины в кристаллической ГЦК-решетке  $\gamma$ -Mn. Эта фаза является парамагнитной. Для

подобных систем магнитный фазовый переход происходит вместе со структурным фазовым переходом в  $L1_0$ -фазу. Для получения антиферромагнитных свойств слоев  $Mn_xPt_{1-x}$  был проведен отжиг при  $T = 720$  К в течение 1 часа в магнитном поле  $B = 1$  Т. В образце  $Pu/Mn_xPt_{1-x}$  образования антиферромагнитной фазы обнаружено не было. Наблюдаемые в дифрактограммах рефлексы соответствуют парамагнитной кубической фазе. Однако в образцах  $Mn_xPt_{1-x}/Py$ -2 и  $Pu/Mn_xPt_{1-x}$ -4 были обнаружены признаки формирования тетрагональной фазы как до, так и после отжига. Для образца  $Mn_xPt_{1-x}/Py$ -2 обнаружены рефлексы (001) и (002), соответствующие тетрагональной  $L1_0$ -структуре. На дифрактограмме системы  $Pu/Mn_xPt_{1-x}$ -4 наблюдаются не только все кратные рефлексы  $\{001\}$ , но и (110), что говорит о наличии нескольких типов структурных доменов с различной ориентацией.

### Магниторезонансные свойства и обратный спиновый эффект Холла

Магниторезонансные свойства синтезированных образцов исследовались методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Традиционно спиновые эффекты Холла исследуются методом ST-FMR с использованием копланарного волновода. В нашей работе обратный спиновый эффект Холла (ОСЭХ) изучался методом ФМР в резонаторной схеме в X-диапазоне СВЧ ( $\sim 9,4$  ГГц). Обнаружено уширение резонансных линий гетероструктур AF/F по сравнению с одиночными F-слоями. Зарегистрирован индуцированный спиновой накачкой сигнал ОСЭХ-эдс, генерируемой в гетероструктуре  $Mn_xPt_{1-x}/Py$  (рис. 1 и 2).

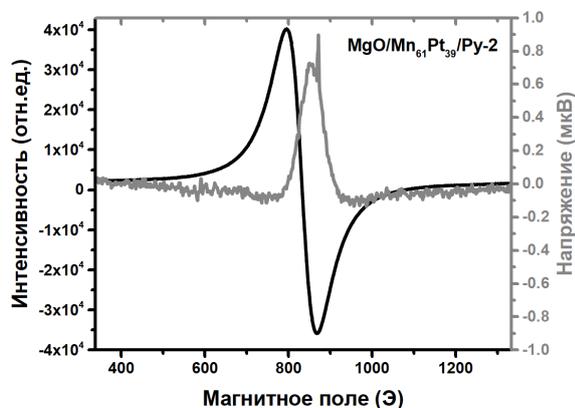


Рис. 1. Спектр ФМР (черная линия) и сигнал ОСЭХ (серая линия) образца  $Mn_xPt_{1-x}/Py$ -2

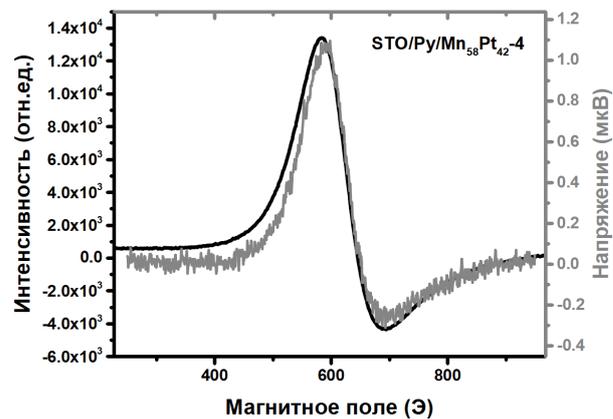


Рис. 2. Спектр ФМР (черная линия) и сигнал ОСЭХ (серая линия) образца  $Pu/Mn_xPt_{1-x}$ -4

На основе полученных сигналов были рассчитаны углы Холла для тонкопленочных слоев сплавов  $Mn_xPt_{1-x}$  с различным содержанием тяжелого нормального металла. Полученные значения спинового угла Холла составили:  $\theta_{SH}(Mn_{0,56}Pt_{0,44}) = 0,073 \pm 0,015$ ,  $\theta_{SH}(Mn_{0,61}Pt_{0,39}) = 0,064 \pm 0,015$ .

### Выводы

Результаты рентгеноструктурного анализа (РСА) свидетельствуют о том, что повышенная температура подложки при синтезе структур способствует образованию устойчивой дефектной парамагнитной  $A2$ -фазы  $Mn_xPt_{1-x}$ . Отжиг в течение 1 часа оказался недостаточным для формирования однородной  $L1_0$ -фазы. Большой угол наблюдается для материала, содержащего большее количество платины. Полученные результаты хорошо согласуются с приведенными в литературе значениями для антиферромагнетика  $Mn_{50}Pt_{50}$  [3].

### Литература

1. Q. Ma et al. // Physical Review Letters. 2018. V. 120, no. 11. Art. 117703.
2. S. C. Baek et al. // Nature Materials. 2018. V. 17, no. 6. P. 509–513.
3. W. Zhang et al. // Physical Review Letters. 2014. V. 113, no. 19. Art. 196602.

# Формирование различных топологических магнитных состояний в тонких ферромагнитных пленках Co/Pd

И. Л. Калентьева<sup>1,\*</sup>, М. В. Дорохин<sup>1</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>1</sup>, Д. А. Здоровейцев<sup>1</sup>,  
П. Б. Демина<sup>1</sup>, М. В. Ведь<sup>1</sup>, А. В. Кудрин<sup>1</sup>, Д. А. Татарский<sup>2</sup>, А. Н. Орлова<sup>2</sup>,  
М. П. Темиряева<sup>3</sup>, А. Г. Темиряев<sup>3</sup>, А. В. Садовников<sup>4</sup>, Р. Н. Крюков<sup>1</sup>,  
С. Ю. Зубков<sup>1</sup>, В. Н. Трушин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190

<sup>4</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009

\*istery@rambler.ru

В работе исследована серия тонких многослойных пленок  $[\text{Co}(0,3 \times t \text{ нм})/\text{Pd}(0,5 \times t \text{ нм})]_{10}$  с различной толщиной бислоя. Просвечивающая электронная микроскопия и рентгеноструктурный анализ показали, что такие пленки представляют собой сильноперемешанные сплавы. Выявлено возникновение ряда микромагнитных особенностей, связанных с величиной  $t$  скирмионы,  $360^\circ$ -доменные стенки и скирмиониумы, а также комбинация двух вышеупомянутых. Обнаружено, что тип и плотность микромагнитных особенностей сильно зависят от настроечного коэффициента  $t$ .

## Введение

Формирование топологических магнитных состояний в тонких многослойных пленках ферромагнетик/тяжелый металл и сплавах с перпендикулярной магнитной анизотропией представляет повышенный интерес для следующего поколения магнитной памяти, логических интегральных схем и датчиков. Важным фактором, определяющим возможность практического применения таких материалов, является формирование устойчивых при комнатной температуре магнитных состояний, таких как доменные стенки или скирмионы с пространственными размерами нанометрового масштаба. Хорошим примером таких материалов являются тонкие пленки Co/Pd, которые демонстрируют сильное взаимодействие Дзялошинского – Мория (ВДМ).

Исследованные образцы представляли собой тонкие пленки Co/Pd, полученные методом электронно-лучевого испарения при  $300^\circ\text{C}$ . В качестве подложек использовались Si, GaAs и мембраны  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Для формирования пленки поочередно наносились слои Pd ( $0,5 \times t$  нм) и Co ( $0,3 \times t$  нм) с десятикратным повтором [1]. Точное значение толщины задавалось настроечным коэффициентом  $t$ , который варьировался от 0,9 до 1,3. Намагниченность  $M(H)$  измерялась с использованием магнитометра с переменным градиентом поля. Кристаллическая структура пленок была исследована методами рентгеновской дифракции и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Для диагностики магнитных свойств предоставленных образцов использовались магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и лоренцевая просвечивающая электронная микроскопия (Л-ПЭМ) на микроскопе Carl Zeiss LIBRA 200 MC. Проведены оценки величины энергии взаимодействия Дзялошинского – Мория (ВДМ) с использованием мандельштамбриллюэновской спектроскопии.

## Результаты

В табл. 1 приведено соотношение настроечного коэффициента  $t$  с общей толщиной полученных пленок Co/Pd. Выбор толщин слоев и значений  $t$  был ос-

нован на наших более ранних результатах, посвященных многослойным пленкам Co/Pt и Co/Pd [1, 2].

Таблица 1. Параметры исследованных многослойных образцов  $[\text{Co}(0,3 \times t \text{ нм})/\text{Pd}(0,5 \times t \text{ нм})]_{10}$

$t$ , настроечный коэффициент	Общая толщина пленки, нм	Константа ВДМ, мДж/м <sup>2</sup>
1,3	10,4	$0,59 \pm 0,06$
1,2	9,6	$0,58 \pm 0,06$
1	8	$0,86 \pm 0,09$
0,9	7,2	$0,71 \pm 0,07$

На рис. 1 приведены профили концентрации элементов, полученные с помощью метода РФЭС для образцов с самым высоким и самым низким настроечными коэффициентами. На рисунке видно четкую периодичность концентрации Co и Pd, при этом период образца с  $t = 1,3$  примерно в 1,5 раза больше периода образца с  $t = 0,9$ . Амплитуда модуляции не превышает 5%, что свидетельствует о высокой степени перемешивания слоев. При этом на спектрах рентгеновской дифракции всех исследованных образцов наблюдается доминирующий широкий пик, который можно интерпретировать как сплав Co-Pd неоднородного состава.

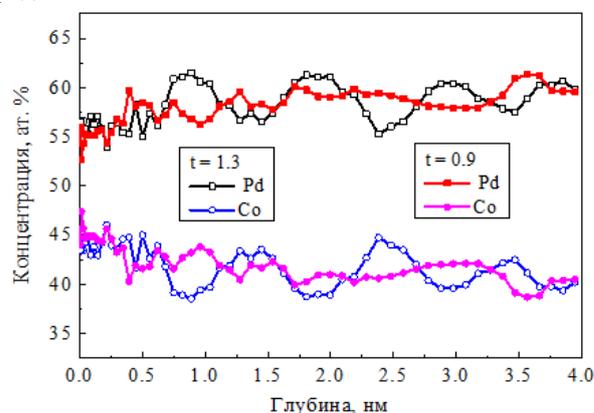
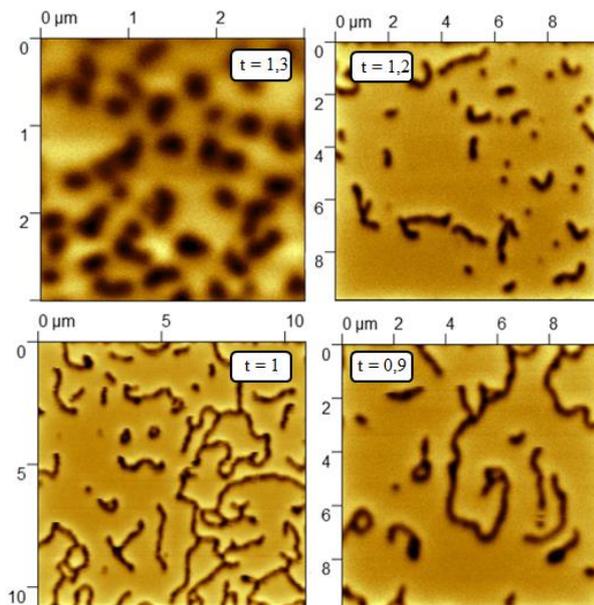


Рис. 1. Зависимость концентраций Co и Pd от расстояния от поверхности образца, полученная методом РФЭС

Магнитополевые зависимости намагниченности всех исследуемых пленок имеют форму петли гистерезиса.

резиса, при этом для всех образцов значение намагниченности насыщения равно значению остаточной намагниченности: ось легкого намагничивания расположена перпендикулярно плоскости образца.

МСМ-изображение ненамагниченного образца имеет лабиринтную доменную структуру, типичную для многослойных пленок типа ферромагнетик/тяжелый металл. На рис. 2 представлены МСМ-изображения исследуемых образцов при измерении зондом с высоким магнитным моментом, согласно методу, описанному в работе [3].



**Рис. 2.** МСМ-изображения пленок Co/Pd с различным значением  $t$ , намагниченных магнитным кантилевером

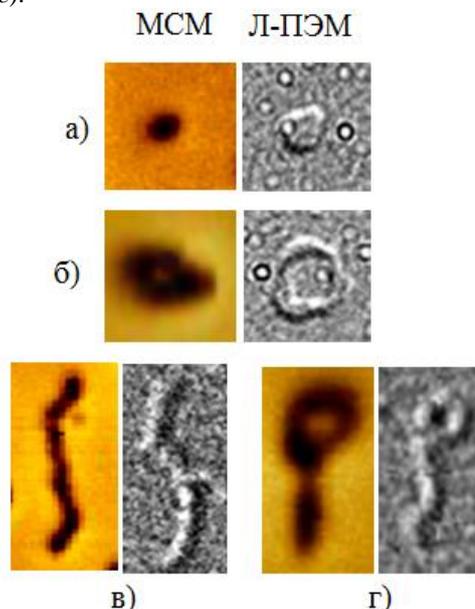
При приложении магнитного поля в пленках формируется набор микромагнитных артефактов различной формы и размера. Наличие данных артефактов дополнительно подтверждается путем сравнения МСМ-изображений с изображениями Л-ПЭМ (рис. 3). Рассмотрим подробнее каждый тип из обнаруженных артефактов. Первым является магнитный домен круглой формы размером  $\sim 200$  нм, который обычно интерпретируется как скирмион (рис. 3, а). Наибольшая плотность скирмионов выявлена в образце с  $t = 1,3$  (рис. 2).

С уменьшением величины  $t$  до 1,2 микромагнитная картина изменяется, и помимо скирмионов обнаруживается наличие  $360^\circ$ -доменных стенок (рис. 3, в). Как видно из рис. 2, длина и плотность доменных стенок зависят от величины коэффициента  $t$ .

В образцах с наименьшими значениями  $t = 1$  и 0,9 можно обнаружить еще два типа артефактов. Первые визуализируются как замкнутое кольцо с внешним диаметром  $\geq 1$  мкм (рис. 3, б). Их можно интерпретировать как скирмиониумы, представляющие собой комбинацию двух скирмионов с противоположным топологическим зарядом. Скирмиониум является многообещающей топологической спиновой структурой для манипуляции намагниченностью, управляе-

мой током, что обусловлено нулевым топологическим зарядом.

Наконец, может быть выявлена комбинация артефакта  $360^\circ$ -доменной стенки и скирмиониума (рис. 3, г).



**Рис. 3.** Различные топологические магнитные состояния, обнаруженные в исследованных образцах

Установлено, что константа ВДМ (табл. 1) монотонно зависит от коэффициента  $t$ : наибольшее значение достигается для образца с почти наименьшим значением  $t = 1$  и, следовательно, с более высоким перемешиванием слоев. Немонотонная зависимость может свидетельствовать о различном вкладе объемного и межфазного ВДМ для разных пленок. Следует отметить, что наибольшее значение константы ВДМ характерно для образца с наибольшим разнообразием микромагнитных топологических состояний.

## Выводы

Таким образом, причиной образования скирмионов,  $360^\circ$ -доменных стенок, скирмиониумов и их комбинации является специфическое магнитное взаимодействие, свойственное пленкам Co/Pd с сильно перемешанными слоями.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, № 21-79-20186.

## Литература

1. А. В. Здоровейщев, О. В. Вихрова, П. Б. Дёмина и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1628.
2. M. V. Dorokhin, A. V. Zdoroveyshchev, M. P. Temiryazeva, et al. // Journal of Alloys and Com-pounds. 2022. V. 926. Art. 166956.
3. А. Г. Темирязов, М. П. Темирязева, А. В. Здоровейщев и др. // ФТТ. 2018. Т. 60. С. 2158.

# Спиновый ток в структурах $\text{Py}/n\text{-Si}$ : ФМР и инверсный спиновый эффект Холла

Е. А. Калинина<sup>1</sup>, А. А. Ежевский<sup>1,\*</sup>, Д. В. Гусейнов<sup>1</sup>, Н. И. Аверина<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>2</sup>,  
Е. А. Караштин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*ezhevski@phys.unn.ru

Легирование кремния тяжелыми донорами, такими как висмут или сурьма, приводит к дополнительному спиновому рассеянию электронов проводимости на примесно-индуцированном спин-орбитальном потенциале. Экспериментально обнаружен сложный характер угловых зависимостей формы линии ФМР в структурах  $\text{Py}/n\text{-Si}$ . Значения углов, при которых линия приобретает симметричную или антисимметричную форму, соответствуют изменению сигнала  $V_{\text{ISHE}}$  и связаны с вероятностями спинового рассеяния с учетом многодолинного характера зоны проводимости кремния.

## Введение

Введение спинов в полупроводниковый канал и преобразование спиновой информации в электрический сигнал представляет интерес для развития полупроводниковой спинтроники, где необходимы надежные средства записи, обработки и считывания информации с использованием спин-поляризованных носителей. Метод спиновой накачки, вызванный ферромагнитным резонансом (ФМР), широко используется для генерации чистого спинового тока (т. е. спинового тока, не сопровождающегося потоком заряда). Этот метод заключается в возбуждении микроволновым полем прецессии намагниченности в ферромагнитном слое (источнике спина), граничащем с немагнитным слоем (сток спина). Недавно данный метод был разработан для систем ферромагнетик-полупроводник [1, 2], в которых сложно инжектировать спин путем инжекции носителей заряда из-за проблемы несогласования импедансов.

В работе обсуждаются инверсный спиновый эффект Холла (ИСХЭ) и анализируются изменения формы линий ФМР. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 1. Слой кремния (250 нм) нанесен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на пластину «кремний на изоляторе» (КНИ). Далее слой Si был легирован P и Bi ионной имплантацией (Bi:  $D = 0,005$  мкКл/см<sup>2</sup>,  $E = 24$  кэВ; P:  $D = 600$  мкКл/см<sup>2</sup>,  $E = 100$  кэВ) и отжигался при 1000 °C 30 мин. Омические контакты Au/Ti и 10-нм слой Py были сформированы с помощью взрывной литографии и магнетронного напыления. Спектры ФМР в слое Py были измерены при комнатной температуре с помощью спектрометра электронного спинового резонанса Bruker\_EMX-plus-10/12.

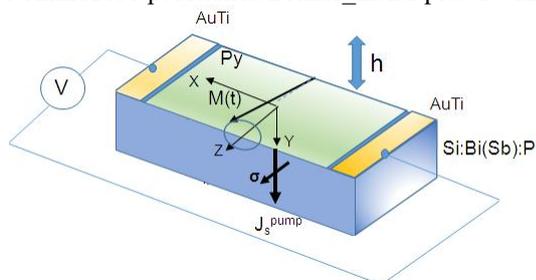


Рис. 1. Схематическая иллюстрация структуры  $\text{Py}/n\text{-Si:Bi(Sb):P/SOI}$ :  $h$  – микроволновое (МВт) магнитное поле,  $M(t)$  – намагниченность,  $\sigma$  – вектор спиновой поляризации,  $J_s$  – спиновый ток

## Результаты

При исследовании ФМР в структурах  $\text{Py}/\text{Si:Bi:P}$  наблюдалась зависимость формы линий ФМР от ориентации внешнего магнитного поля, которая могла меняться от чисто симметричной (линия Лоренца) до антисимметричной (линия дисперсии). Значения угловых зависимостей оказались чувствительными к таким параметрам, как: уровень легирования кремния, ориентация подложки, качество интерфейса. На рис. 2 представлены три характерных формы линии спектра: линия формы Лоренца – при угле 60°, линия формы дисперсии – при угле 0° и промежуточная форма линии при угле 50°.

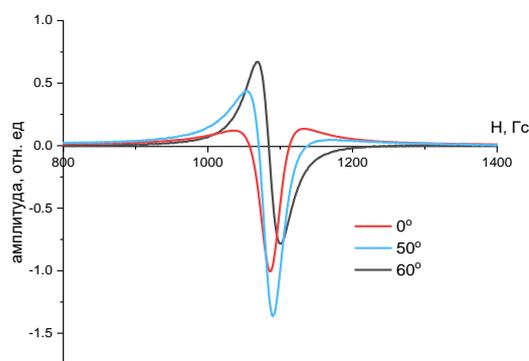
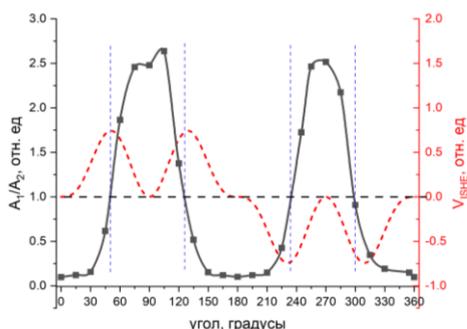


Рис. 2. Первые производные линий ФМР для структуры  $\text{Py}/\text{Si:Bi:P}$  для  $\theta = 0^\circ, 50^\circ, 60^\circ$

Угловые зависимости формы линии ФМР от направления магнитного поля в плоскости образца структуры  $\text{Py}/\text{Si:Bi:P}$  показаны на рис. 3. Пунктирная линия на рис. 3 пересекает зависимость в точках, где отношение  $A_1/A_2 = 1$  соответствует форме линии Лоренца. Характерно, что значения углов, при которых  $A_1/A_2 \approx 1$ , соответствует максимуму сигнала  $V_{\text{ISHE}}$ . В то же время при углах с  $V_{\text{ISHE}} = 0$  максимальна дисперсионная компонента линии.

Наличие угловой зависимости формы линии ФМР (рис. 3) свидетельствует об анизотропии мнимой части  $g^{11}$  (смешанного спинового кондактанса), так что величина накопленного спина зависит от ориентации кристаллографических осей кремния относительно направления внешнего магнитного поля [3].



**Рис. 3.** Угловая зависимость изменения формы линий ФМР как отношения амплитуд  $A_1/A_2$ . Красным пунктиром показана угловая зависимость напряжения ИСХЭ сигнала  $V \sim \sin(\theta) \cdot \sin^2(2\theta)$  [2]

Как было показано [2], в угловых зависимостях напряжения ИСХЭ в структурах  $\text{Pb}/\text{Si}:\text{Bi}:\text{P}$  проявляется многодолинная структура зоны проводимости кремния – таким образом, что появляются запрещенные направления для спинзависимого рассеяния. В результате вместо угловой зависимости типа  $V_{\text{ISHE}} \sim \sin(\theta)$  мы наблюдаем зависимость  $V_{\text{ISHE}} \sim \sin(\theta) \times \sin^2(2\theta)$ , с дополнительными нулями функции при  $90^\circ$  и  $270^\circ$ . Из рис. 3 видно, что при нулях  $V_{\text{ISHE}}(\theta)$  форма линии ФМР преимущественно дисперсионная, тогда как при максимальных значениях  $V_{\text{ISHE}}(\theta)$  форма линии близка к форме симметричного Лоренца. Такая корреляция зависимостей формы линии ФМР и  $V_{\text{ISHE}}(\theta)$  может быть связана с проявлением анизотропии спинзависимого рассеяния в процессах накопления спинов, которые определяют величину мнимой части  $g^{\uparrow\downarrow}$ .

Процессы, ответственные за накопление спинов, существенны в тонком интерфейсном слое и, следовательно, должны заметно зависеть от качества интерфейса, его дефектности. Применение в процессе создания структур ионной имплантации, несмотря на последующие высокотемпературные отжиги, приводит к нарушению структуры приповерхностного слоя кремния, особенно при увеличении дозы имплантации тяжелого иона висмута при попытке получить концентрацию в слое больше  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В свою оче-

редь, дефекты структуры приповерхностного слоя кремния могут создавать локальные вариации на границе раздела ферромагнетика, которые, как показано в работе [4], генерируют новые магнитные моды, вызывающие дополнительное спиновое рассеяние.

## Выводы

Экспериментально обнаружен сложный характер угловых зависимостей формы линии ФМР и резонансного поля в структурах  $\text{Pb}/\text{n-Si}:\text{Bi}$ . Наблюдалась зависимость формы линий ФМР от ориентации внешнего статического магнитного поля, которая менялась от чисто симметричной (линия Лоренца) до антисимметричной (линия дисперсии). Значения углов, при которых линия приобретает форму линии Лоренца и форму линии дисперсии, соответствуют максимумам и нулям сигнала  $V_{\text{ISHE}}$  соответственно и связаны с вероятностями спинового рассеяния, с учетом многодолинного характера зоны проводимости кремния. Угловая зависимость параметров линии ФМР от ориентации магнитного поля существенно зависит от условий на интерфейсе, таких как уровень легирования, ориентация подложки и способ подготовки поверхности кремния.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-22-00534.

## Литература

1. E. Shikoh, K. Ando, K. Kubo, E. Saitoh, T. Shinjo and M. Shiraishi // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. Art. 127201.
2. A. A. Ezhevskii, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov, A. V. Novikov, D. V. Yurasov and N. S. Gusev // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 101. Art. 195202.
3. A. A. Ezhevskii, D. V. Guseinov, A. V. Sukhorukov, E. A. Kalinina, E. A. Karashtin, D. V. Yurasov // *Physica B.* 2023. V. 674. P. 415551.
4. C. Swindells, D. Atkinson // *J. Appl. Phys.* 2022. V. 131. Art. 170902.

# Определение спинового состояния ионов марганца в многокомпонентных оксидах марганца методом рентгеновской эмиссионной спектроскопии

И. Э. Кантур<sup>1,\*</sup>, Ю. М. Ярмошенко<sup>1</sup>, Д. И. Радзивончик<sup>1</sup>, С. Г. Титова<sup>2</sup>, Е. В. Стерхов<sup>2</sup>, Т. В. Кузнецова<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137

<sup>2</sup>Институт металлургии УрО РАН, ул. Амундсена, 101, Екатеринбург, 620016

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

\*iliaKantur@yandex.ru

В работе рассмотрен метод определения спинового состояния ионов марганца в многокомпонентных оксидах марганца на примере двойных манганитов  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sm}_x\text{BaMn}_2\text{O}_6$  ( $x = 0, 0,1, 1$ ) на основе рентгеновских спектров, полученных с использованием рентгеновской эмиссионной спектроскопии. По форме спектров можно сделать предварительный вывод о наличии высокоспинового состояния ионов марганца в составе соединения.

## Введение

Метод рентгеновской эмиссионной спектроскопии (XES) может эффективно использоваться для определения спиновых состояний 3d-элементов, которые определяют электронные и магнитные свойства материалов. Одним из представителей такого рода материалов, в которых ионы марганца могут находиться в разных спиновых конфигурациях, являются двойные манганиты редкоземельных элементов (РЗЭ), которые привлекают внимание высокими температурами магнитных и электрических фазовых переходов. В работе [1], показано, что температуры магнитных фазовых переходов существенно зависят от вида редкоземельного иона. В двойных манганитах при переходе от Nd к Sm в ряду редкоземельных ионов происходит смена типа антиферромагнитной структуры. Кроме того, в зависимости от вида редкоземельного иона может меняться и порядок фазовых переходов в различных подсистемах двойных манганитов [2]. Для манганитов с легкими редкоземельными ионами La, Pr сначала происходит переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное, затем – в антиферромагнитное. Для манганитов с Ho-Sm и более тяжелыми редкоземельными ионами понижение температуры приводит к переходу из парамагнитного состояния в антиферромагнитное. Соединения с Nd интересны наличием конкуренции различных типов взаимодействий. Из работы [4], согласно результатам расчетов электронной структуры, следует, что соединение  $\text{NdBaMn}_2\text{O}_6$  является полуметаллическим ферромагнетиком с магнитным моментом  $10 \mu\text{B}/\text{fu}$  (на формульную единицу).

Для определения спиновых состояний ионов марганца в двойных манганитах  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sm}_x\text{BaMn}_2\text{O}_6$  ( $x = 0, 0,1, 1$ ), на лабораторном спектрометре были получены рентгеновские эмиссионные Mn K $\beta$ -спектры, соответствующие электронному переходу  $3p \rightarrow 1s$ . Результатом обменного взаимодействия между основной  $3p$ -дыркой и  $3d$ -электроном в конечном состоянии в эмиссионном спектре может наблюдаться спутник K $\beta'$ . На рис. 1 показаны чувствительные к спиновому состоянию ионов марганца рентгеновские эмиссионные Mn K $\beta$ -спектры  $\text{Nd}_{0,9}\text{Sm}_{0,1}\text{BaMn}_2\text{O}_6$ . В работе [3] продемонстрированы экспериментальные XAS спектры Mn K $\beta$ , полученные на синхротроне.

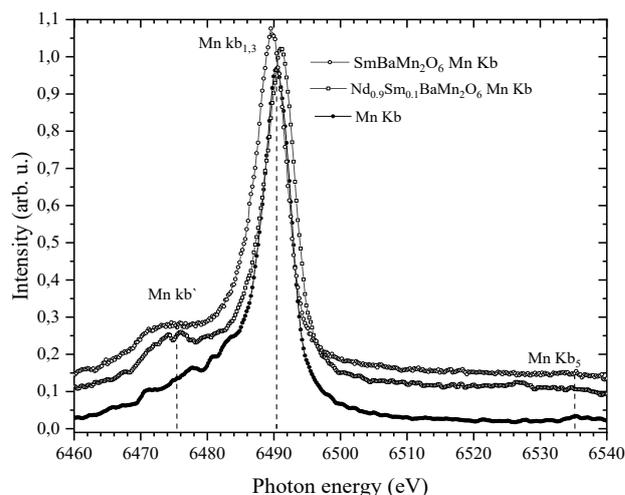


Рис. 1. XES K $\beta_{1,3}$  марганца в соединении  $\text{Nd}_{0,9}\text{Sm}_{0,1}\text{BaMn}_2\text{O}_6$  и  $\text{SmBaMn}_2\text{O}_6$

Моделирование и анализ экспериментальных спектров Mn K $\beta_{1,3}$  и K $\beta'$  выполнены с использованием мультиплетных расчетов, с учетом многоэлектронного взаимодействия. В случае проявления неоднородного спинового и зарядового состояний ионов Mn, моделирование экспериментального спектра требует комбинации вкладов от разных состояний ионов, на основе которой достигается лучшее согласие с экспериментом и возможно получить приблизительное соотношение между вкладами разного типа спиновых состояний иона.

Таким образом, на примере ряда двойных манганитов в работе демонстрируется возможность определения спиновых состояний ионов марганца по рентгеновским эмиссионным Mn K $\beta$ -спектрам. Обсуждаются способы определения спиновых состояний на основе рентгеновских эмиссионных данных, в том числе с использованием синхротронного излучения.

## Результаты

Ниже представлены первые результаты прямых экспериментальных исследований двойных манганитов на основе марганца. Форма рентгеновских эмиссионных спектров K $\beta_1$  марганца является прямым доказательством высокоспинового состояния ионов

марганца. Об этом свидетельствует присутствие сателлита  $Mn K\beta'$  в высокоспиновом состоянии при энергии  $E = 6476$  эВ (рис. 1, верхний и средний график). Величина энергетического расщепления  $K\beta_1 - K\beta'$ ,  $\Delta E = 16$  эВ.

### Выводы

Получены рентгеновские эмиссионные спектры оксида марганца на лабораторном рентгеновском спектрометре. Выполнены моделирование и анализ спектров с применением мультиплетных расчетов. Полученные данные свидетельствуют о наличии высокоспинового состояния ионов марганца в многокомпонентных оксидах марганца.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-00067.

### Литература

1. Е. В. Мостовщикова, Е. В. Стерхов, Я. Я. Пыжьянов, С. Г. Титова. Отклик зарядовой подсистемы на фазовые переходы в двойных манганитах  $LnBaMn_2O_6$  // ЖЭТФ. 2023. Т. 163, вып. 1. С. 58–65.
2. R. D. Mero, K. Ogawa, S. Yamada, et al. Optical Study of the Electronic Structure and Lattice Dynamics of  $NdBaMn_2O_6$  Single Crystals // Sci. Rep. 2019. 9. 18164.
3. G. Subías, J. Blasco, V. Cuartero, S. Lafuerza, L. Simonelli, G. Gorni, M. Castro and J. García. Effects of A-site ordering on the Mn local structure and polar phases of  $RBaMn_2O_6$  ( $R = La, Nd, Sm$  and  $Y$ ) // Phys. Rev. B. 2023. 107. 165133.
4. Saadi Berri, Nadir Bouarissa, Mourad Attallah, First-Principles Predictions on Half-Metallic Results of  $RBaMn_2O_{6-\delta}$  ( $R = Nd, Pr, La$  and  $\delta = 0, 1$ ) Double Perovskite Compounds // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. 2020. 33(6). 1737–1746.

# Нелинейные оптические эффекты, вызванные динамикой намагниченности ферромагнетика

Е. А. Караштин<sup>1,2,\*</sup>, Т. В. Мурзина<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

\*eugenk@ipmras.ru

Теоретически рассмотрена динамика намагниченности в однородно намагниченном ферромагнетике, индуцированная магнитным полем мощного фемтосекундного лазерного импульса. Показано, что эта динамика намагниченности, индуцированная лазером, приводит к появлению нелинейности второго порядка в уравнениях Максвелла, что, в свою очередь, ведет как к генерации второй гармоники, так и к эффекту выпрямления при отражении электромагнитной волны от меридионально намагниченного ферромагнетика. Хотя амплитуда колебаний намагниченности мала, рассматриваемый эффект может быть сравним с немагнитным сигналом на удвоенной частоте от металлических поверхностей. По оценкам, предложенный механизм может объяснить недавние эксперименты по индуцированной намагниченностью волны на удвоенной частоте в «запрещенной»  $P_{in}P_{out}$  комбинации поляризации падающей и отраженной волн в системе кобальт / тяжелый металл.

## Введение

Нелинейные оптические эффекты, такие как генерация второй гармоники (ГВГ) или эффект выпрямления, привлекают большое внимание. С одной стороны, это обусловлено тем, что подобные эффекты могут существовать только в нецентросимметричных системах. Если сама среда центросимметрична, эффекты проявляются на поверхности, что дает мощный метод изучения ее свойств. С другой стороны, эффекты выпрямления обеспечивают механизмы генерации терагерцовых электромагнитных волн фемтосекундным лазерным импульсом. Особое направление исследований в этой области посвящено явлениям, индуцированным намагниченностью, в системах, содержащих магнитные материалы. Например, широко исследуются спинтронные ТГц-источники на основе многослойных систем ферромагнетик / тяжелый металл [1]. Вектор намагниченности привносит в такие системы новые свойства симметрии [2]. Известно, что если поверхность ферромагнетика облучается волной р-поляризации, то отраженная волна на удвоенной частоте, индуцированная намагниченностью, будет s-поляризованной. Однако недавно «запрещенная» р-поляризованная волна на второй гармонике наблюдалась в системах ферромагнетик / тяжелый металл, в частности, в многослойных тонкопленочных системах Co/Pt или Co/Ta (толщина слоя кобальта несколько нм) [3–5]. Все описанные здесь нелинейные эффекты довольно малы (в частности, коэффициент преобразования электромагнитного излучения в сигнал на удвоенной частоте составляет порядка  $10^{-7}$  по амплитуде волны).

Соображения симметрии [2] не учитывают возможную динамику намагниченности, обусловленную электромагнитной волной. Обычно полагают, что величина такого изменения намагниченности мала в силу того, что частота оптической волны много больше собственной частоты колебаний намагниченности (соотношение частот порядка  $10^4$ ). Однако если рассматривать сильный фемтосекундный оптический импульс (электрическое поле порядка мегавольт на сантиметр), магнитное поле электромагнитной волны довольно велико, и поэтому эффекты, возникающие из-за динамики намагниченности, могут быть сравнимы с эффектами, которые возникают из-

за нелинейности на поверхности ферромагнетика. В данной работе мы изучаем такие эффекты.

## Генерация второй гармоники

Для нахождения отклика на удвоенной частоте, возникающего при взаимодействии электромагнитной волны с ферромагнетиком, рассмотрена динамика магнитного момента в переменном магнитном поле волны. Колебания намагниченности на частоте волны рассматриваются на основе уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта методом маятника Капицы, поскольку частота оптической волны намного больше собственной частоты колебаний намагниченности. Если магнитное поле волны направлено вдоль оси  $y$ , намагниченность имеет вид (с точностью до слагаемых  $\sim \omega_M / \omega$ ):

$$\vec{M} \approx \left( \frac{\omega_M}{\omega} e'_0 \sin(\omega t - \vec{k}'\vec{r}), -\alpha \frac{\omega_M}{\omega} e'_0 \sin(\omega t - \vec{k}'\vec{r}), M_s \right),$$

где  $\omega$ ,  $\vec{k}'$  и  $e'_0$  – частота волны, ее волновой вектор и амплитуда электрического поля в среде,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\omega_M = \gamma M_s$  ( $\gamma$  – гиромагнитное отношение),  $\alpha$  – безразмерная константа затухания Гильберта. Видно, что компонента переменного магнитного момента, направленная вдоль осциллирующего поля, возникает из-за наличия в среде затухания. Именно эта компонента отвечает за «запрещенную» р-поляризованную волну на удвоенной частоте, возникающую при облучении меридионально намагниченного ферромагнетика р-поляризованной электромагнитной волной. Мы рассмотрели задачу об отражении такой волны от магнитной среды (рис. 1). Поскольку намагниченность содержит линейное по амплитуде волны переменное слагаемое, уравнения Максвелла становятся нелинейными, что дает как s-, так и р-поляризованную отраженную волну на удвоенной частоте.

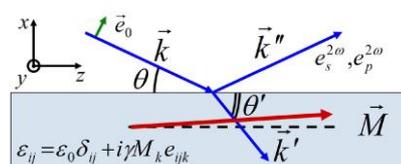
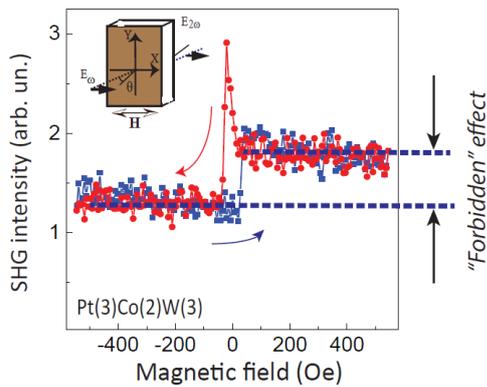


Рис. 1. Геометрия рассмотренной системы



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности ГВГ от магнитного поля для  $P_{in}P_{out}$  комбинации падающей и отраженной волны при угле скольжения 70 градусов. Рисунок взят из [3]

На рис. 2 показана зависимость интенсивности отраженного от многослойной структуры Pt(3нм)/Co(2нм)/W(3нм) сигнала на удвоенной частоте, измеренной для «запрещенной»  $P_{in}P_{out}$  комбинации падающей и отраженной волн, взятая из экспериментальной работы [3]. Мы оценили эффект, возникающий в этой комбинации поляризации в рамках построенной теории. Для оценок взяты следующие параметры: длина волны лазерного импульса равна 820 нм, его длительность 30 фс; пиковая мощность в импульсе 70 кВт, диаметр пучка 30 мкм, что дает интенсивность порядка  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> и электрическое поле 2,7 МВ/см. Намагниченность насыщения кобальта составляет 1400 Гс, поэтому отношение магнитного поля волны к  $M_s$  порядка 6,5. Безразмерный параметр, определяющий гиротропную компоненту тензора диэлектрической проницаемости, связанную с намагниченностью, может быть оценен по углу поворота плоскости поляризации в магнитооптическом эффекте Керра ( $\sim 5 \times 10^{-3}$  для данной структуры) и составляет порядка 0,05. Константа затухания Гильберта для тонкопленочной системы Co/Pt равна  $\alpha \sim 0,1$  (и уменьшается с увеличением толщины кобальта). Используя приведенные параметры, мы получили оценку  $e_p^{2\omega} \sim 10^{-8} e_0$ , где  $e_0$  – амплитуда электрического поля падающей волны. Для ГВГ от магнитной поверхности типичное значение поля равно  $e_{surf}^{2\omega} \sim 10^{-7} e_0$ , поэтому интерференция немагнитного и магнитно-зависимого вкладов в ГВГ дает соотношение интенсивностей  $I_p^{2\omega} / I_{surf}^{2\omega} \approx 0,1$ . Соответствующая экспериментальная величина, определенная как  $\frac{I^{2\omega}(+H) - I^{2\omega}(-H)}{I^{2\omega}(+H) + I^{2\omega}(-H)}$  из рис. 2, составляет 0,17. Таким образом, предложенный здесь механизм дает ГВГ, соответствующей эксперименту по порядку величины.

## Эффект выпрямления

С точки зрения симметрии системы ясно, что генерации сигнала на удвоенной частоте должен сопутствовать эффект выпрямления. Для его нахождения мы описываем электроны проводимости уравнением Ньютона, в которое добавлена сила типа силы Лоренца, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием. Усреднение решения этого уравнения по времени дает ненулевое постоянное электрическое поле. Оценка его для приведенных параметров системы и концентрации электронов  $10^{22}$  см<sup>-3</sup> дает значение  $y$ -компоненты (направленной вдоль переменного магнитного поля волны)  $e_{rect} \sim 3,7$  В/см. Другие компоненты электрического поля гаснут из-за эффектов экранировки. Рассмотренный здесь эффект выпрямления может быть использован для генерации ТГц-излучения при облучении среды фемтосекундным лазерным импульсом: такой импульс будет вызывать переменный ток, соответствующий его огибающей. Поляризация ТГц-излучения при этом будет перпендикулярна как намагниченности, так и нормали к плоскости слоев.

## Выводы

Теоретически исследована ГВГ при взаимодействии электромагнитной волны с ферромагнетиком, возникающая в результате осциллирующей намагниченности на частоте волны. Показано, что такой механизм может объяснять недавние эксперименты, в которых ГВГ наблюдалась в запрещенной  $P_{in}P_{out}$  комбинации падающей и отраженной волны для тонкопленочного образца Co/Pt и наблюдается при толщине Co, составляющей несколько нм, из-за увеличения поглощения за счет границы с тяжелым металлом. Также предсказан эффект выпрямления, который приводит к генерации ТГц-излучения при облучении ферромагнетика фемтосекундным лазерным импульсом.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00295.

## Литература

1. C. Bull, S. M. Hewett, R. Ji, et al. // APL Mater. **9**, 090701 (2021).
2. R. P. Pan, H. D. Wei and Y. R. Shen // Phys. Rev. B. **39**, 1229 (1989).
3. T. V. Murzina, I. A. Kolmychek, N. S. Gusev, et al. // Optics Express. **29**, 2. 2106 (2021).
4. I. A. Kolmychek, V. V. Radovskaya, K. A. Lazareva, et al. // JETP. **130**, 4. 555–561 (2020).
5. T. V. Murzina, V. V. Radovskaya, I. Yu. Pashen'kin, et al. // JETP Letters. **111**, 6. 333–337 (2020).

# Туннельные структуры InSb / MgO / CoFeB для измерения невзаимного эффекта Ханле

Н. С. Гусев<sup>1</sup>, Е. А. Караштин<sup>1,2,\*</sup>, А. Н. Орлова<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>,  
М. В. Сапожников<sup>1,2</sup>, М. А. Суханов<sup>3</sup>, А. К. Бакаров<sup>3</sup>, Д. С. Абрамкин<sup>3</sup>, К. С. Журавлев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

\*eugenk@ipmras.ru

Отработана технология и изготовлены нелокальные спиновые клапаны на основе туннельных структур InSb / MgO / CoFeB, в которых роль ферромагнитных берегов играют частицы микронных размеров, имеющие форму овала и площадь порядка 10–15 мкм<sup>2</sup>. В качестве немагнитного проводника, соединяющего берега, использовалась подложка InSb, на поверхности которой была выращена гетероструктура InAlSb/InSb.

## Введение

Латеральный спиновый клапан представляет собой тонкопленочную структуру, в которой два ферромагнитных берега разнесены в плоскости пленок и соединены немагнитной проводящей полосой таким образом, что поляризация носителей заряда по спину сохраняется (не успевает релаксировать) при их транспорте от одного магнитного берега к другому. Эффект Ханле в такой системе состоит в пропускании тока между одним из ферромагнитных берегов и контактом на краю полосы (на расстоянии больше длины релаксации спина) и одновременном измерении разности потенциалов между другим ферромагнитным берегом и другим краем полосы. Спин-поляризованные носители заряда при этом инжектируются из первого ферромагнетика током и диффундируют ко второму ферромагнетику. При этом их спин прецессирует во внешнем магнитном поле, приложенном по нормали к образцу. Инжекция этих носителей заряда во второй магнитный берег зависит от взаимной ориентации его намагниченности и магнитного момента носителей заряда в данной точке проволоки. Поэтому разность потенциалов между этим магнитным берегом и полосой зависит как от взаимной ориентации намагниченностей берегов, так и от величины приложенного к системе поля. Традиционно намагниченности магнитных берегов ориентированы коллинеарно, поэтому зависимость величины напряжения в эффекте Ханле от внешнего магнитного поля четная (и имеет осциллирующий характер) [1]. В работе [2] теоретически показано, что эффект Ханле в латеральном спиновом клапане с неколлинеарной ориентацией намагниченностей берегов (вместе с приложенным к системе внешним магнитным полем намагниченности образуют некопланарную тройку векторов) является невзаимным. Иными словами, если поменять местами источник тока и детектор эффекта Ханле, величина напряжения на детекторе изменится (в случае, когда намагниченности берегов перпендикулярны друг другу, сменит знак). Зависимость напряжения эффекта Ханле от приложенного магнитного поля при этом имеет как четную, так и нечетную составляющую (для случая перпендикулярной ориентации намагниченностей берегов – только нечетную).

Латеральные размеры таких спиновых клапанов (в частности, расстояние между ферромагнетиками, а

также их характерные размеры) определяются длиной релаксации спина в немагнитной полосе. Для металлов (Cu или Al) она составляет сотни нанометров. Для полупроводников эта длина может достигать нескольких микрон. В антимониде индия данный параметр достигает 25 мкм, что позволяет использовать клапан с латеральными размерами в десятки микрон и соответственно применять относительно несложную технологию его изготовления на основе фотолитографии [3]. В данной работе разработана технология создания латеральных спиновых клапанов с неколлинеарной ориентацией намагниченностей берегов для измерения невзаимного эффекта Ханле на основе InSb с магнитными берегами из CoFeB, отделенными от антимонида индия туннельной прослойкой MgO.

## Результаты

Для изготовления латеральных спиновых клапанов использовалась подложка InSb (100) толщиной 500 мкм. Для улучшения качества поверхности и попытки локализации электрического тока в приповерхностном слое методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращена гетероструктура InAlSb/InSb. Слои выращивались при температуре подложки 330 °С. По данным ДБЭО, на протяжении роста всех слоев на поверхности формировалась сверхструктура (1×3). На буферном слое InSb толщиной 500 нм был выращен слой In<sub>0,9</sub>Al<sub>0,1</sub>Sb толщиной 15 нм и затем слой InSb толщиной 30 нм. Намеренное легирование слоев не проводилось. Структурный анализ проводился при помощи методов просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе Carl Zeiss Libra 200MC (рис. 1). Поверхность образца ровная, напряжений и дефектов не имеет (небольшие искажения возникли вследствие ионного травления аргоном в процессе препарирования образца). Гетерограница между слоями InSb и InAlSb едва заметна из-за малой концентрации алюминия, однако шероховатость гетерограниц находится в пределах 2 нм. С помощью программной обработки был обнаружен массовый контраст, соответствующий слою In<sub>0,9</sub>Al<sub>0,1</sub>Sb.

Поверхностное сопротивление, измеренное методом ван дер Пау, оказалось равно  $6,72 \cdot 10^{-3}$  Ом/□. Для исходной подложки оно составляло порядка  $6,3 \cdot 10^{-3}$  Ом/□. Это означает, что эффективность изо-

лирующего слоя InAlSb в изготовленных структурах низкая (порядка 0,01% тока протекало по верхнему слою InSb при расстоянии между контактами несколько мкм).

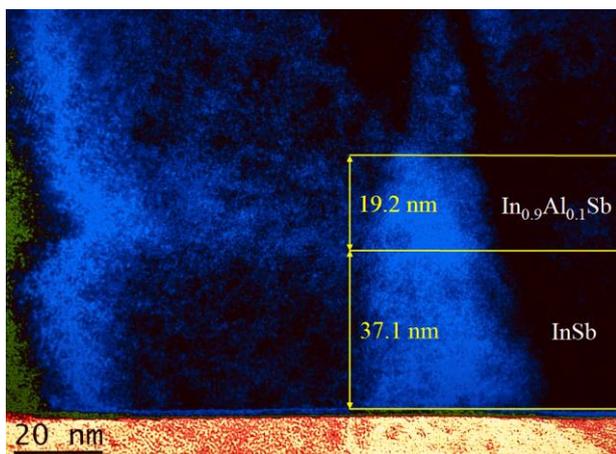


Рис. 1. ПЭМ-изображение поперечного среза гетероструктуры  $\text{In}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{Sb}$  (более светлый) /  $\text{InSb}$

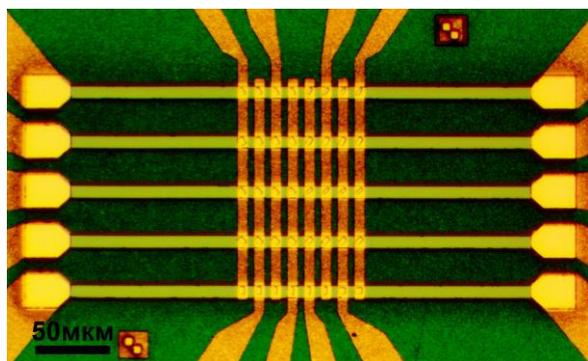


Рис. 2. Фотография изготовленных спиновых клапанов. Горизонтальные линии – мезы высотой ~60 нм на поверхности  $\text{InSb}$ , вертикальные – токовые контакты. На пересечении видны магнитные частицы. Справа и слева – омические контакты  $\text{Ni}(20 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Pt}(10 \text{ нм})$

Методом безмасочной фотолитографии с последующим травлением в аргоновой плазме были изготовлены мезы на поверхности выращенной структуры (ширина 8 мкм, высота около 60 нм). На полученных мостиках методом фотолитографии была сделана маска с окном под область с магнитными контактами (необходимо для последующего изготовления немагнитных омических контактов). Методом магнетронного напыления были нанесены пленки  $\text{MgO}(1,5 \text{ нм})$

$/\text{CoFeB}(5 \text{ нм})/\text{Pt}(5 \text{ нм})$ . Методом безмасочной фотолитографии была сформирована маска фоторезиста, после чего травлением в аргоновой плазме были сделаны частицы  $\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Pt}$  (размер  $2 \times 5$  мкм либо  $3 \times 5$  мкм), оси которых были расположены под углом 0, 60 или 90 градусов по отношению друг к другу. На каждой полосе была изготовлена серия частиц, расположенных на разном расстоянии (по 4 частицы в каждом из двух направлений, шаг 10 нм). Затем методом магнетронного напыления был нанесен слой диэлектрика  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  (толщина 100 нм) с последующей операцией lift-off в той же маске, в которой до этого производилось травление магнитных частиц. Далее операция электрической изоляции была проведена еще два раза. В итоге были получены нанопроволоки  $\text{InSb}$  с нанесенными на них частицами, вокруг которых поверхность была закрыта слоем диэлектрика  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  (также диэлектриком были надежно закрыты боковые поверхности частиц); при этом края нанопроволок были открыты. Методом магнетронного напыления на полученную структуру были нанесены слои  $\text{Ni}(20 \text{ нм})/\text{Ta}(40 \text{ нм})/\text{Pt}(10 \text{ нм})$  для получения хорошего омического контакта. Методом безмасочной фотолитографии и травления в аргоновой плазме были изготовлены токоподводящие контакты как к краям  $\text{InSb}$ , так и к магнитным частицам. Оптическое изображение полученной структуры показано на рис. 2.

## Выводы

Отработана технология и изготовлены нелокальные спиновые клапаны на основе туннельных структур  $\text{InSb}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ , в которых роль ферромагнитных берегов играют овальные частицы микронных размеров. Проведенные структурные и транспортные исследования позволяют надеяться на экспериментальное измерение невязимного эффекта Ханле в этих системах.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021).

## Литература

1. F. J. Jedema et al. // *Nature*. **416**. 713 (2002).
2. E. A. Karashtin and D. A. Tatarskiy // *J. Phys.: Condens. Matter*. **32**. 095303 (2020).
3. N. A. Vigin et al. // *Phys. Rev. B*. **96**. 235303 (2017).

# Моделирование кроссбаров STT-MRAM в САПР

К. В. Киселева<sup>1,2,\*</sup>, Д. А. Черкасов<sup>1,3,\*\*</sup>, К. А. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>2</sup>Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701

\*ksenii.kiseleva@skoltech.ru, \*\*dim\_cherckasov@mail.ru

В данной работе было сделано моделирование кроссбаров STT-MRAM в САПР. Рассмотрены параметры, влияющие на точность операций чтения и записи данных в ячейки. Оценена достоверность операций сложения-умножения в зависимости от сопротивления линий, соединяющих ячейки, а также проведено исследование скорости записи данных в ячейку STT-MRAM. Оценено время переключения ячейки в зависимости от напряжения. Эти данные вносят вклад в оптимизацию нейросетей, использующих кроссбары STT-MRAM, и способствуют разработке эффективных нейроморфных вычислительных систем.

## Введение

В последние десятилетия нейроморфные вычисления привлекают все большее внимание в области разработки передовых вычислительных систем [1]. Одним из ключевых элементов в реализации нейроморфных вычислений являются кроссбары на основе магниторезистивной памяти с произвольным доступом, основанной на переносе спинового момента (STT-MRAM). Эти устройства обладают высокой энергоэффективностью и способны обеспечивать быстрое и точное выполнение операций синаптической пластичности.

В данной работе представлено исследование моделирования кроссбаров STT-MRAM в САПР, направленное на оптимизацию работы нейросети на STT-MRAM. В работе рассмотрены параметры, которые могут влиять на точность чтения и записи данных в ячейки, что в дальнейшем может влиять на работу нейронной сети.

## Результаты

В работе был смоделирован кроссбар из STT-MRAM размером  $3 \times 3$ . Базовая структура 1-битной STT-MRAM состоит из магнитного туннельного перехода (МТП), в данном случае с перпендикулярной поверхностной магнитной анизотропией, а также подключенным к нему n-канальным МОП транзистором. Битовая линия (BL) подключена к свободному слою МТП, а истоковая линия (SL) подключена к истоку транзистора. Линия слов (WL) подключена к затвору транзистора [2]. BL передает данные в отдельные ячейки памяти и из них, SL обеспечивает соединение с общим истоком для транзисторов, а WL отвечает за выбор определенной строки ячеек памяти для доступа.

В данной работе параметры МТП были подобраны так, что намагниченность свободного слоя была перпендикулярна поверхности. Сопротивление в параллельном состоянии (намагниченность свободного и закрепленного слоя совпадает) – 500 Ом и сопротивление в антипараллельном состоянии (намагниченность свободного и закрепленного слоя не совпадает) – 1000 Ом. Для моделирования был выбран МТП круглой формы с диаметром 80 нм.

Параметры транзистора подбирались согласно экспериментальным данным (рис. 1). Для моделирования был взят n-канальный МОП-транзистор с длиной и шириной затвора 180 нм и 2 мкм соответственно.

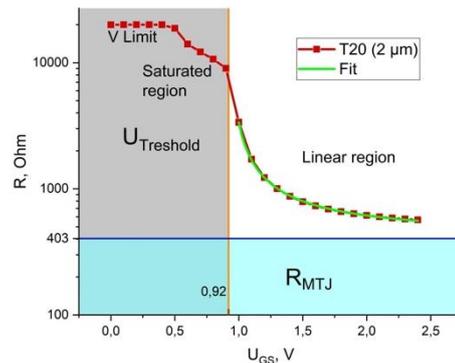


Рис. 1. Зависимость сопротивления 1-битной ячейки STT-MRAM от напряжения на затворе

Для работы нейросети важно оценить достоверность операций сложения-умножения (MAC) [3]. Путем моделирования была оценена достоверность MAC-операций в зависимости от сопротивления линий, соединяющих ячейки STT-MRAM, которые могут влиять на работу кроссбара большего размера или большой плотности. Для кроссбара  $3 \times 3$  при понижении сопротивления линий достоверность возрастает (рис. 2). Для наиболее удаленных от входа линии эффект падения достоверности MAC-операций с увеличением сопротивления наиболее ярко выражен (зеленая линия на рис. 2).

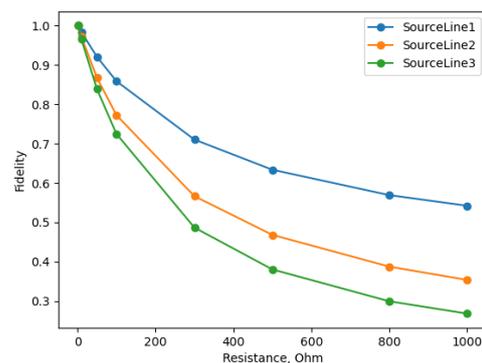
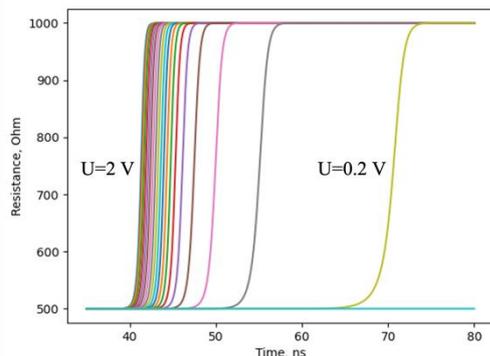


Рис. 2. График зависимости достоверности MAC операций на кроссбарах STT-MRAM в зависимости от сопротивления на линиях

Помимо достоверности MAC-операций, для работы нейросети важна скорость записи данных в ячейку [4]. В моделировании это было сделано на 1-битовой ячейке STT-MRAM. В зависимости от напряжения на линии записи и чтения (BL) было измерено время переключения ячейки из параллельного в антипарал-

лельное состояние. Так, при подаче 2 В на BL ячейка переключалась за 43 нс (рис. 3). Для моделируемого случая граница переключения ячейки находилась в диапазоне от 0,2 В до 2 В, при 0,1 В ячейка не переключилась (голубая линия на рис. 3).

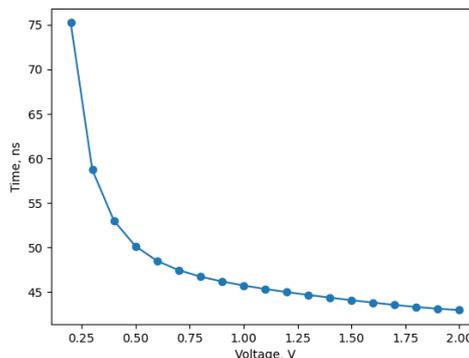


**Рис. 3.** График зависимости достоверности MAC-операций на кроссбарах STT-MRAM от сопротивления на линиях

На графике зависимости времени переключения ячейки от напряжения наблюдается экспоненциальный рост с уменьшением напряжения на BL (рис. 4).

### Выводы

В исследовании моделирования кроссбаров STT-MRAM в САПР были проанализированы параметры, влияющие на точность операций чтения и записи данных в ячейки памяти. Результаты моделирования 3×3 кроссбара STT-MRAM позволили уточнить параметры магнитного туннельного перехода (МТП) и транзистора, обеспечивающих эффективную передачу данных. Оценка достоверности MAC-операций показала увеличение при снижении сопротивления линий, особенно важное для крупных кроссбаров или



**Рис. 4.** График зависимости времени переключения ячейки STT-MRAM от напряжения на линии записи и чтения (BL)

плотных структур. Дополнительно проведено исследование скорости записи данных в ячейку STT-MRAM, выявлено увеличение времени переключения при уменьшении напряжения на линии записи и чтения, достигнуто критическое значение, при котором ячейка перестает переключаться. Эти результаты предоставляют важные данные для оптимизации нейросетей с использованием кроссбаров STT-MRAM.

### Литература

1. P. Rzeszut, J. Checinski and I. Brzozowski // *Sci Rep.* 2022. V. 12, 7178.
2. A. V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, S. Wattsm // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. V. 46, no. 7, 1–6.
3. G. Zhao, X. Jin, H. Ye and Y. Peng // *EICE Electronics Express.* 2022. V. 19, no. 20, 1–6.
4. N. Yazigy, J. Postel-Pellerin, V. Della Marca // *IEEE Journal of the Electron Devices Society.* 2022. V. 10, 490–494.

# Исследование нейтронных волноводов с магнитными слоями

С. В. Кожевников

Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна Московской обл., 141980  
kozhevn@nf.jinr.ru

Рассматриваются трехслойные нейтронные волноводы, в которых можно управлять коэффициентом усиления нейтронной плотности с помощью перемагничивания внешних слоев магнитным полем. В работе регистрируется интенсивность нейтронного микропучка, выходящего из торца немагнитного среднего слоя. Получено, что интенсивность расходящегося микропучка зависит от знака поляризации падающего на поверхность волновода коллимированного пучка нейтронов.

## Введение

Трехслойные плоские волноводы (рис. 1) позволяют получить рекордно узкие пучки нейтронов шириной порядка нескольких микрон, которые затем используются для исследования локально-неоднородных микроструктур с высоким пространственным разрешением. Коллимированный нейтронный пучок шириной порядка 0,1 мм и угловой расходимостью около  $0,01^\circ$  падает под малым углом скольжения на поверхность волновода в вакууме (среда 0). Затем нейтроны проходят туннельным образом через тонкий верхний слой толщиной  $a$  (среда 1). В толстом среднем слое толщиной  $d$  (среда 2) нейтроны почти полностью отражаются от толстого нижнего слоя (среда 3) и частично отражаются от тонкого верхнего слоя (среда 1). Затем нейтроны распространяются вдоль среднего слоя как в канале и выходят из его торца в виде узкого микропучка с расходимостью порядка  $0,1^\circ$ , которая определяется условиями дифракции Фраунгофера на узкой щели  $\delta\alpha_f \propto \lambda/d$ , где  $\lambda$  – длина волны нейтронов. В работе [1] получен неполяризованный микропучок из волновода, а в [2] – поляризованный. В [3] проведено сравнение плоских волноводов с другими методами получения нейтронных микропучков (зеркальное отражение от подложки при малых углах скольжения и диафрагмы из поглощающего нейтроны материала). Преимуществом волноводов является рекордно малая ширина и «чистый» микропучок, недостатком – низкая интенсивность и высокая угловая расходимость.

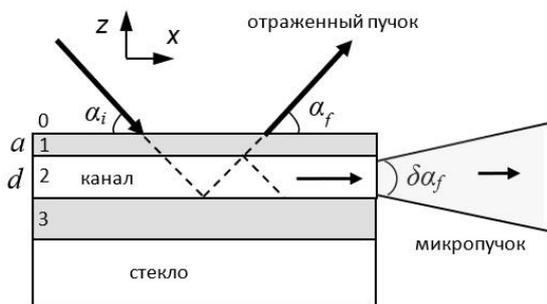


Рис. 1. Схема эксперимента с нейтронным волноводом

В слоистых волноводах одновременно наблюдается резонансное усиление нейтронной плотности [4] и каналирование нейтронов [5]. Резонансное усиление используется для усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом [6], а каналирование –

для получения микропучков [7]. В [8] предложено использовать нейтронные волноводы с внешними магнитными слоями для управления цепной реакцией деления урана с помощью перемагничивания слоев внешним магнитным полем. В нашей работе мы экспериментально исследуем такие волноводы.

## Расчеты

На рис. 2 показана плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов для волновода  $\text{Pu}(20 \text{ нм}) / \text{Cu}(140) / \text{Pu}(50) // \text{стекло}$  (рис. 2, а) и  $\text{Fe}(20 \text{ нм}) / \text{Cu}(140) / \text{Fe}(50) // \text{стекло}$  (рис. 2, б). Пермаллой (Pu) является магнитным сплавом  $\text{Fe}(20,6 \text{ ат.}) \text{Ni}(79,4 \text{ ат.})$  с узкой петлей гистерезиса и намагниченностью насыщения около 10 кГс. Можно видеть, что для спина нейтронов «+» ПДР волноводов имеет вид глубокой потенциальной ямы, а для спина нейтронов «-» ПДР имеет вид мелкой ямы (рис. 2, а) или даже невысокого барьера (рис. 2, б). Введем следующие обозначения:  $k_{0z} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha_i$ ,  $k_{1z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_1}$ ,  $k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}$ ,  $k_{0x} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha_i$ . Здесь  $\rho_1$  – ПДР для слоя 1,  $\rho_2$  – ПДР для волноводного слоя 2. В резонансе для фазы волновой функции нейтронов выполняются периодические условия  $\Phi(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$  – порядок резонанса, и наблюдается резонансное усиление квадрата модуля волновой функции нейтронов в слое 2:

$$|\Psi|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21}R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|^2}, \quad (1)$$

где  $T_{02}$  – амплитуда пропускания, а  $R_{21}$  и  $R_{23}$  – амплитуды отражения волновой функции. На рис. 3 приведен расчет квадрата модуля волновой функции нейтронов для длины волны нейтронов 4,26 Å для спина нейтронов «+» (или UP) и «-» (или DO). Намагниченность насыщения пермаллоя для расчета равна 7,0 кГс, а для железа равна 22,0 кГс. Можно видеть, что коэффициент усиления нейтронной плотности для спина UP доходит до 30, а для спина DO он гораздо меньше.

## Экспериментальные результаты

Эксперименты проведены на рефлектометре поляризованных нейтронов NREX [9]. Использовался пучок нейтронов с длиной волны 4,26 Å и поляризацией 0,97. Размеры образцов равны  $30 \times 30 \times 5$  мм. Расходимость падающего пучка  $0,006^\circ$ . Образцы были намагничены во внешнем магнитном поле 1,5 кЭ. Регистрировалась интенсивность микропучка

нейтронов из торца волновода для поляризации падающего пучка UP и DO (рис. 4). Можно видеть, что отношение интенсивности микропучка UP к интенсивности DO для волновода Py/Cu/Py за вычетом фона составляет 2,0 для  $n = 0$ , а для Fe/Cu/Fe – около 4,0. Таким образом, экспериментальные данные подтверждают предварительные расчеты.

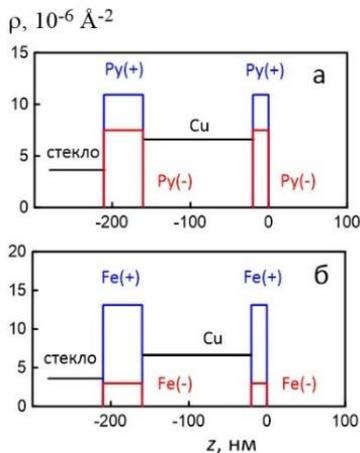


Рис. 2. ПДР для волноводов: а) Py/Cu/Py; б) Fe/Cu/Fe

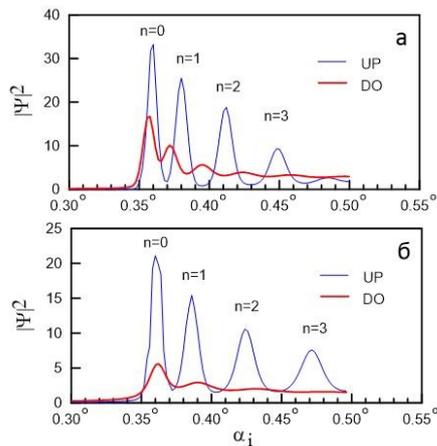


Рис. 3. Расчет квадрата модуля волновой функции нейтронов внутри волновода в зависимости от угла скольжения падающего пучка с поляризацией UP (тонкая линия) и DO (толстая линия): а) Py/Cu/Py; б) Fe/Cu/Fe

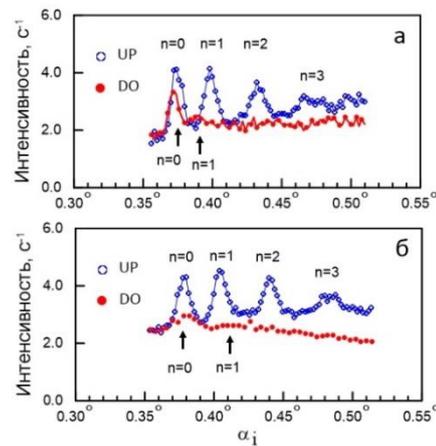


Рис. 4. Интенсивность микропучка для поляризации падающего пучка UP (открытые символы) и DO (закрытые символы): а) Py/Cu/Py; б) Fe/Cu/Fe

Автор благодарит А. Рюма (A. Rühm) и Ю. Н. Хайдукова за помощь в проведении экспериментов.

### Литература

1. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, I. Anderson // Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).
2. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, et al. // Physica B. **406**, 2463 (2011).
3. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, et al. // Nucl. Instrum. and Meth. A. **788**, 29 (2015).
4. F. Radu, V. K. Ignatovich // Physica B. **292**, 160 (2000).
5. V. K. Ignatovich, F. Radu // Phys. Rev. B. **64**, 205408 (2001).
6. Ю. В. Никитенко // ЭЧАЯ. **40**, 1682 (2009).
7. С. В. Кожевников // ЭЧАЯ. **50**, 284 (2019).
8. S. P. Pogossian // J. Appl. Phys. **102**, 104501 (2007).
9. Yu. N. Khaydukov, O. Soltwedel, T. Keller // J. Large Scale Research Facilities A. **38**, 1 (2015).

# Оптическое возбуждение спиновых волн в магнитоплазмонной структуре с золотыми нанодисками

А. А. Колосова<sup>1,2,\*</sup>, К. А. Швальб<sup>3</sup>, А. Н. Калиш<sup>1,3</sup>, Д. М. Кричевский<sup>1,2</sup>,  
В. И. Белотелов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский квантовый центр, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701

<sup>3</sup>Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, ГСП-1, 119991

\*kolosova.aa16@physics.msu.ru

В работе рассмотрено возбуждение спиновых волн в магнитоплазмонной структуре с золотыми нанодисками при помощи фемтосекундных лазерных импульсов. В такой структуре является возможным возбуждение оптических мод, что может повысить эффективность возбуждения спиновых волн. Продемонстрировано, что наличие в структуре золотых нанодисков обеспечивает контроль над возбуждением высокочастотных спиновых волн: их относительная амплитуда может регулироваться по требованию путем изменения длины волны лазерного импульса.

## Введение

В основе оптомагнетизма лежит воздействие фемтосекундного лазерного импульса на спиновую систему магнитного материала, что может вызывать различные сценарии спиновой динамики, такие как спиновая прецессия, возбуждение спиновых волн [1, 2] и изменение намагниченности [3].

В последнее время фундаментальный и прикладной интерес вызывают свойства и методы управления спиновыми волнами. На основе спиновых волн возможно создание логических элементов (магнотной логики). По сравнению с используемой сейчас электронной логикой преимуществами магнотной являются низкие потери, так как отсутствует физическая граница снизу на тепловыделение материала при распространении спиновых волн. Спиновые волны также применяются для передачи и энергоэффективной обработки информации [4].

Современная нанофотоника открывает возможности связывать свет и спин в наноразмерных магнитных материалах посредством возбуждения различных типов оптических мод. Этот подход является важной темой современного сверхбыстрого полностью оптического магнетизма. С другой стороны, добавление плазмонной структуры в данную систему позволяет эффективно управлять спиновыми волнами.

Возбуждать спиновые волны возможно при помощи обратных магнитооптических эффектов, в частности, один из способов нетермического возбуждения основан на обратном эффекте Фарадея (IFE). Эффект заключается в появлении эффективного магнитного поля в образце при воздействии на него света круговой поляризации. Экспериментально этот метод реализуется с использованием фемтосекундных лазерных импульсов.

В частности, для исследования обратных магнитооптических эффектов и проведения оптических экспериментов по генерации и детектированию спиновых волн использовалась методика накачки-зондирования. В используемой конфигурации эффективное магнитное поле в магнитной среде, создаваемое циркулярно поляризованным фемтосекундным импульсом лазерного излучения, воздействует на спиновую подсистему образца. Длина волны накачки варьируется в диапазоне от 680 до 1100 нм, диаметр

пятна фокусировки составляет порядка 10 мкм. Динамика намагниченности, возбуждаемая при помощи импульса накачки, наблюдается при помощи менее интенсивного импульса зондирования, который посылается с временной задержкой по отношению к импульсам накачки, посредством прямого эффекта Фарадея. Длина волны зондирования составляет 525 нм, диаметр пятна фокусировки составляет порядка 10 мкм.

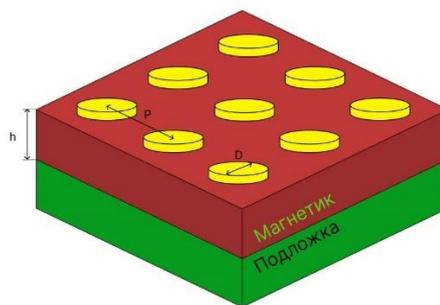


Рис. 1. Принципиальная схема образца

Оптическое возбуждение спиновых волн осуществляется путем облучения фемтосекундными лазерными импульсами структуры (рис. 1), состоящей из массива нанодисков, поверх гладкого магнитного диэлектрика (необходим для получения магнитооптических свойств структуры) на немагнитной подложке. Нанодиски периодически располагаются в виде двумерной квадратной решетки с периодом  $P$ . Плазмонные нанодиски состоят из золота, магнитный диэлектрик – висмут-замещенный феррит-гранат, который имеет структуру  $\text{Bi}_{1.4}\text{Y}_{1.6}\text{Al}_{1.55}\text{Sc}_{0.2}\text{Fe}_{3.25}$  [0,5 мкм], немагнитная подложка – гадолиний-галиевый гранат. Данная структура представляет интерес тем, что позволяет задавать длину волны спиновых волн.

## Результаты

На рис. 2 изображен спектр пропускания образца с золотыми нанодисками, имеющими диаметр 150 нм, расположенными друг относительно друга с периодом 300 нм. Спектр пропускания был измерен для длин волн в диапазоне 500–1000 нм и при различных углах падения, от  $-20$  до  $+20$  градусов. Шкала слева

от графика показывает соответствие цвету на графике с количественным значением.

В спектре пропускания наблюдается две оптические моды на длинах волн, равных 700 нм и 710 нм (угол падения при этом равен  $17^\circ$ ).

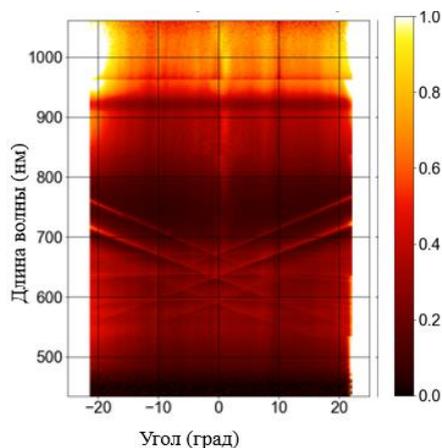


Рис. 2. Спектр пропускания образца с золотыми нанодисками

На рис. 3 представлено колебание намагниченности при различных длинах волн лазера накачки, изменяющихся от 690 до 760 нм. Наблюдается ярко выраженная прецессия, амплитуда которой изменяется в зависимости от длины волны.

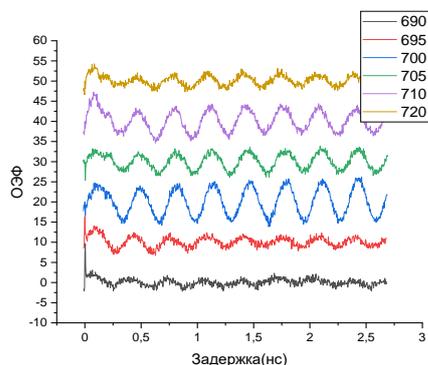


Рис. 3. Колебание намагниченности при различных длинах волн лазера накачки

На рис. 4 представлена зависимость амплитуды спиновой волны от длины волны падающего на образец светового импульса круговой поляризации. Данная зависимость имеет ярко выраженный резонансный характер. Экспериментально подтверждено, что положение резонансов амплитуды спиновой волны коррелирует с резонансами в спектре пропускания,

которые соответствуют возбуждению оптических мод. На рис. 4 видно, что максимальная амплитуда ОЭФ наблюдается на длине волны 700 нм, что соответствует оптическому резонансу в спектре пропускания на рис. 2. Также было проведено моделирование, которое иллюстрирует возбуждение оптических мод и эффективное поле ОЭФ в структуре, подтверждающее результаты эксперимента.

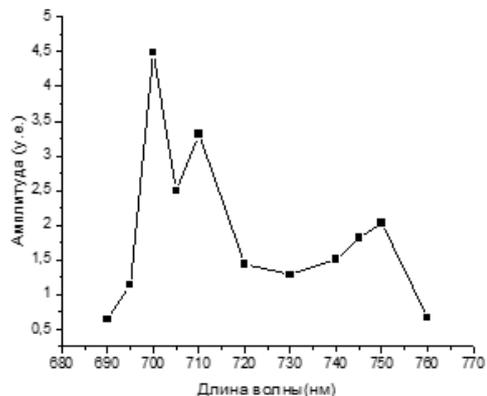


Рис. 4. Зависимость амплитуды спиновой волны от длины волны падающего на образец светового импульса круговой поляризации

## Выводы

Показано, что в рассматриваемой структуре имеется резонансный ОЭФ, его резонансы совпадают с резонансами, связанными с возбуждением оптических мод. Оптические моды создают неоднородное эффективное магнитное поле ОЭФ, что позволяет возбуждать спиновые волны с заданной длиной волны, которая определяется параметрами фотонной структуры.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-12-00310.

## Литература

1. M. R. Freeman and Z. Diao. // Nat. Phot. 2012. V. 6. P. 643–645.
2. I. Savochkin, M. Jackl, V. Belotelov, I. Akimov, M. Kozhaev, D. Sylgacheva, A. Chernov, A. Shaposhnikov, A. Prokopov, V. Berzhansky, et al. // Sci. rep. 2017. V. 7. P. 5668.
3. A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev, A. Kirilyuk and A. Kimel // Nat. 2017. V. 542. P. 71.
4. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J.-i. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, et al. // Nat. 2010. V. 464. P. 262.

# Магнитная анизотропия пленок Co-Pt, приготовленных последовательным напылением слоев субатомных толщин

С. В. Комогорцев<sup>1,\*</sup>, И. Г. Важенина<sup>1</sup>, А. А. Мацынин<sup>1</sup>, Д. А. Великанов<sup>1</sup>, В. А. Фельк<sup>1</sup>, М. В. Дорохин<sup>2</sup>, А. В. Здравейщев<sup>2</sup>, Д. А. Здравейщев<sup>2</sup>, И. Л. Калентьева<sup>2</sup>, В. Н. Трушин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород

\*komogor@iph.krasn.ru

В работе обсуждается константа магнитной анизотропии пленок [Co/Pt]<sub>10</sub>, напыленных на подложки GaAs либо Si при последовательном напылении слоев Co и Pt субатомных толщин. Методами крутильного магнитометра, вибрационно-го магнитометра и ферромагнитного резонанса оценены константа анизотропии и ее тип (ось либо плоскость легчайшего намагничивания). Константа перпендикулярной магнитной анизотропии немонотонно изменяется с изменением взаимного соотношения толщин слоев Co и Pt либо молярного соотношения элементов, достигая максимума в пленках с составом, близким к эквиаtomному. Конкуренция константы перпендикулярной анизотропии и магнитной анизотропии формы приводит к тому, что в исследуемых образцах намагниченность либо перпендикулярна плоскости, либо лежит в ее плоскости. Дополненное микромагнитным моделированием исследование устанавливает связь микромагнитных конфигураций с набором магнитных констант и магнитной предысторией пленки.

## Введение

Сплав CoPt известен сочетанием достаточно высокой намагниченности, замечательных магнитожестких свойств с химической инертностью. Это сочетание весьма желательно для постоянных наноманитов, находящих применение в магнитной записи и биомедицине [1, 2]. Гигантская константа магнитной кристаллографической анизотропии сплавов CoPt связана с установлением в них особенного дальнего атомного порядка: фазой, представляющей собой упорядоченный твердый раствор. В пленках, полученных напылением в вакууме, как правило, реализуется неупорядоченный твердый раствор с относительно невысокой константой магнитной анизотропии. Для получения упорядоченного раствора требуется отжиг при высоких температурах (однако ниже температуры Курнакова 825 °C для объемного эквиаtomного сплава CoPt). К сожалению, отжиг сверхтонких пленок на полупроводниковых подложках GaAs либо Si может приводить к взаимной диффузии материала пленка-подложка. В этой связи интересен подход к синтезу пленок путем последовательного напыления слоев субатомных толщин, поскольку такой подход может способствовать формированию сверхструктуры L1<sub>0</sub>. Константа магнитной анизотропии является хорошим «индикатором» формирования упорядоченного твердого раствора.

В данной работе исследована константа магнитной анизотропии магнитных пленок [Co/Pt]<sub>10</sub>, напыленных на подложки GaAs либо Si при последовательном напылении слоев Co и Pt субатомных толщин. Пленки получены методом электронно-лучевого испарения в вакууме [3, 4]. Толщины слоев в бисюле устанавливались от 0,2 до 0,5 нм (для Co) и от 0,3 до 0,7 нм (для Pt).

## Результаты

Использованы методы крутильного магнитометра, вибрационного магнитометра и ферромагнитного резонанса. Измеряли угловые зависимости (крутяще-

го момента, резонансного поля) при вращении поля от плоскости пленки до ее нормали. В результате определены константы анизотропии для пленок с различным сочетанием субатомных толщин слоев Co и Pt, а также на различных подложках.

Кривые вращающего момента от угла поворота поля по отношению к плоскости пленки позволяют определить направление оси легкого намагничивания, а также количественно оценить константу магнитной анизотропии. Для этого использована подгонка угловых зависимостей теоретическими выражениями для крутящего момента в рамках модели Стонера – Вольфарта. Теоретическая зависимость рассчитана из системы уравнений, составленной уравнениями равновесия для положения намагниченности и уравнения для крутящего момента, действующего на магнитный момент образца во внешнем поле. При измерениях вращающего момента использовано поле 10 кЭ. Параметрами модели являются намагниченность пленки  $M_s$  и константа перпендикулярной магнитной анизотропии  $K_{op}$ . Подобный подход использовался и для обсчета угловых зависимостей резонансного поля пленок, позволяя рассчитать равновесную ориентацию намагниченности и далее резонансное поле пленки при определенной ориентации поля. Измерения ферромагнитного резонанса выполнены на спектрометре ELEXSYS E580, Bruker при частоте накачки резонатора  $f = 9,48$  ГГц при различной ориентации магнитного поля относительно нормали к пленке, характеризуемой углом  $\theta$ . Угловая зависимость резонансного поля качественно отличается для пленок с ориентацией оси легкого намагничивания вдоль нормали пленки (easy axis  $\perp$  film plane) либо в плоскости пленки (easy plane) (рис. 1). Использование упомянутого выше расчета позволяет оценить константу магнитной анизотропии. Кривые намагниченности измерены с помощью вибрационного магнитометра при приложении поля вдоль и поперек плоскости пленки. Из-за малой массы образца точность измерения петьель невелика, однако отличие кривых намагничива-

ния заметно и позволяет сделать оценку константы анизотропии. Поле анизотропии, оцененное из таких петель, использовано для оценки константы перпендикулярной анизотропии.

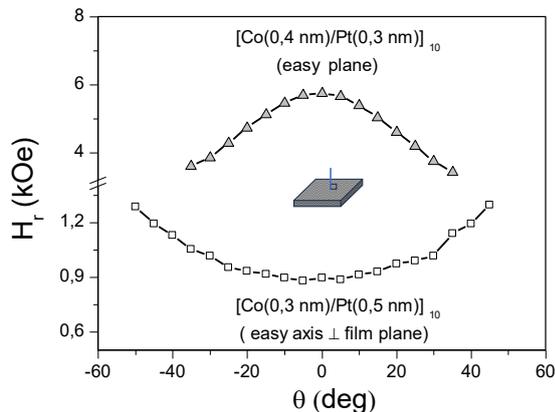


Рис. 1. Угловая зависимость резонансного поля на примере двух пленок с различным знаком эффективной одноосной магнитной анизотропии

Максимальная величина константы перпендикулярной анизотропии достигается в пленках с составом, близким к эквиполному (рис. 2). Эта константа, однако, на порядок меньше константы анизотропии эквиполного упорядоченного твердого раствора CoPt L1<sub>0</sub>. Можно предположить, что пленка состоит из неупорядоченного твердого раствора Co-Pt, включающего некоторое количество доменов L1<sub>0</sub> фазы, ориентированных перпендикулярно подложке.

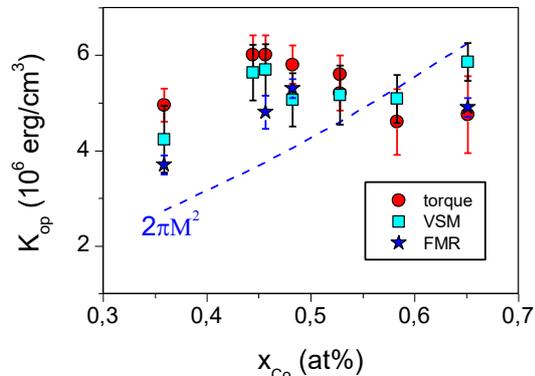


Рис. 2. Константа анизотропии пленок Co-Pt в зависимости от состава

Их объемную долю можно оценить на уровне 10% [5]. При выполнении неравенства  $K_{op} > 2\pi M_s^2$  пленка намагничена перпендикулярно плоскости, в противоположном случае она намагничена в плоскости пленки. Оцененные микромагнитные константы использованы для микромагнитного моделирования данных пленок с помощью пакета OOMMF.

В моделировании учтены константы, близкие к константам данных пленок: константа обмена  $A = 0,7 \cdot 10^{-6}$  эрг/см [6]; намагненность  $M_s = 800$  Гс; константа Дзялошинского – Мория  $D = 0,6$  эрг/см<sup>2</sup>

выбрана близкой к величинам из работы [7]; константа магнитной анизотропии  $K = 6 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> выбрана близкой к величинам, измеренным в данной работе.

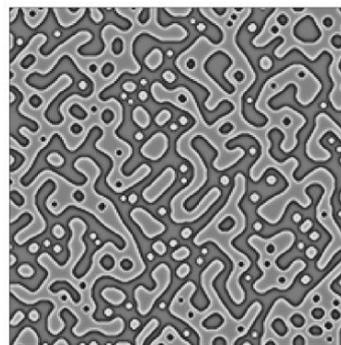


Рис. 3. Рассчитанная дивергенция намагненности в пленке с микромагнитными константами, соответствующими исследуемым пленкам. Сторона квадрата 2 мкм

Таким образом, в микромагнитной проблеме учтены: обменное, диполь-дипольное взаимодействие и взаимодействие Дзялошинского – Мория, а также одноосная магнитная анизотропия с осью легкого намагничивания перпендикулярной плоскости пленки. На рис. 3 показан результат расчета равновесной намагненности для пленки толщиной 5 нм. На рис. 3 визуализирована величина дивергенции намагненности (непосредственно связанная изображениями, получаемыми на магнитном силовом микроскопе – МСМ). Намагненность в доменах разного цвета направлена перпендикулярно плоскости. Наблюдаемая картина качественно и количественно подобна картинам МСМ, наблюдавшимся на данных пленках ранее [6]. Моделирование показывает, что размеры доменов и вид доменной структуры чувствительны как к специфическому набору констант, так и к магнитной предыстории пленки.

## Выводы

Исследование магнитной анизотропии пленок Co-Pt, изготовленных последовательным напылением слоев субатомных толщин, устанавливает связь наблюдаемых микромагнитных конфигураций с набором магнитных констант и магнитной предыстории пленки.

## Литература

1. G. Yu, et al. // Nano Lett. 2017. V. 17. P. 261–268.
2. H. Sato, et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 07E114.
3. M. V. Dorokhin, et al. // J. Alloys Compd. 2022. V. 926. P. 166956.
4. М. В. Дорохин и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 989.
5. S. V. Komogortsev, et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 152404.
6. S. V. Komogortsev, et al. // JMMM. 2016. V. 401. P. 236–241.
7. И. Л. Калентьева и др. // ФТТ. 2021. Т. 63. С. 324.

# Особенности микромагнитных состояний в дисках с перпендикулярной магнитной анизотропией

С. В. Комогорцев<sup>1,2,\*</sup>, А. А. Мохов<sup>1</sup>, В. А. Фельк<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, Красноярск, 660000

\*komogor@iph.krasn.ru

Конфигурации намагниченности и перемагничивание в малых магнитных элементах являются центральной темой в контексте управления состояниями этих элементов магнитным полем. В работе с помощью численного моделирования изучены кривые намагничивания и микромагнитные состояния в дисках с перпендикулярной магнитной анизотропией. Обсуждаются детали поведения магнитной страйп-структуры при повороте поля в плоскости пленки и условия формирования топологических дефектов намагниченности при приложении поля вдоль нормали к плоскости диска.

## Введение

Под феноменом магнитной анизотропии прежде всего понимают зависимость магнитных свойств ферромагнетика от направления приложенного поля относительно определенной оси исследуемого объекта. О наличии магнитной анизотропии можно судить по наличию выделенного направления полосовых доменов (страйпов). Для пленок, находящихся в закритическом состоянии и характеризующихся магнитной страйп-структурой, наблюдают ее вращение при вращении поля. Понятие вращательной магнитной анизотропии помогает объяснить эти факты, но означает ли это, что такая анизотропия существует на самом деле? Под явлением магнитной анизотропии в первую очередь понимают зависимость магнитных свойств ферромагнетика от направления приложенного поля относительно определенных осей исследуемого объекта. В связи с этим возникают вопросы: способно ли сколь угодно малое поле поворачивать ось полосовой структуры, и как анизотропия полосовой структуры проявляется в магнитном отклике пленки? Данный доклад является попыткой ответить на эти вопросы с помощью микромагнитного моделирования пленки в транскритическом состоянии. Основным мотивом исследования малых магнитных элементов является их потенциал для приложений в устройствах обработки информации и биомедицины. Конфигурации намагниченности и перемагничивание в таких элементах являются центральной темой в контексте управления состояниями этих элементов магнитным полем [1, 2].

В данной работе с помощью численного моделирования были изучены кривые намагничивания и микромагнитные состояния в дисках с перпендикулярной магнитной анизотропией. Задача решалась в среде OOMMF. Константа обмена, намагниченность выбирались соответствующими константам никеля либо пермаллоя. Константа магнитной анизотропии выбиралась так, чтобы пленка с выбранными параметрами находилась либо в до-, либо в закритическом состоянии, при том что ось легкого намагничивания ориентирована нормально к плоскости диска. Размер ячейки составлял 6 нм. Расчеты выполнены для дисков с диаметром 200–800 нм (с шагом 100 нм) и толщиной 36–72 нм (с шагом 6 нм), а также 144 нм.

При приложении поля в плоскости диска в закритическом состоянии в нем реализуется страйп-

структура. Исследуя вращение этой страйп-структуры при повороте поля в плоскости пленки, мы установили, что, во-первых, для поворота оси полосовой структуры необходимо пороговое поле, которое в несколько раз меньше поля перпендикулярной магнитной анизотропии. Во-вторых, изменение ориентации полосовой структуры в поле выше порогового значения происходит за счет появления дислокаций в системе страйпов. Необратимость, связанная с формированием таких дефектов, является причиной гистерезиса во вращающемся магнитном поле.

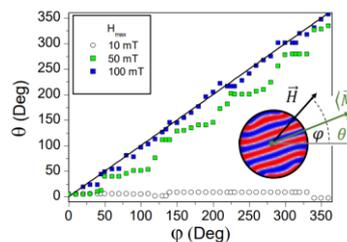


Рис. 1. Поворот страйп-структуры при повороте внешнего поля постоянной величины

При приложении поля вдоль нормали к плоскости диска с ростом поля из размагниченного состояния страйп-структура сменяется последовательностью микромагнитных состояний, весьма разнообразной в зависимости от размера исследуемого диска. Мы видим, что если диск находится в докритическом состоянии, то при намагничивании и перемагничивании наблюдаются симметричные, магнитные структуры ( $C_\infty$ ). В дисках в закритическом состоянии в определенных полях формируются состояния с низкой симметрией ( $C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_8$ ), представляющие собой либо топологические дефекты (типа скирмион) либо симметричные кластеры, состоящие из данных дефектов. На рис. 2 дано распределение проекции намагниченности перпендикулярной плоскости диска диаметром 800 нм и толщиной 72 нм в среднем сечении во внешнем поле 2700 Э ( $A = 0,5 \cdot 10^{-6}$  erg/cm,  $M_s = 500$  G,  $K = 5 \cdot 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>).

## Литература

1. K. Y. Guslienko Skyrmion State Stability in Magnetic Nanodots With Perpendicular Anisotropy // IEEE Magn. Lett. 2015. V. 6. P. 1–4.
2. A. N. Bogdanov, C. Panagopoulos. Physical foundations and basic properties of magnetic skyrmions // Nat. Rev. Phys. 2020. V. 2, no 9. P. 492–498.

# Управление магнетизмом палладия в слоистой структуре типа Pd/BaO/Pd

А. С. Коршунов<sup>1,\*</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2,3</sup>, В. Н. Павлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, ул. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607188

<sup>2</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл., 607186

\*korshunov@ntc.vniief.ru

В работе проведены расчеты электронной структуры модифицированной твердотельной наноячейки типа Pd/BaO/Pd с учетом релаксации положения атомов и приложенного внешнего электрического поля. Проведен анализ плотностей состояния электронной структуры палладия до активации электрического поля и после. Выполнен расчет наноячейки с частичной заменой палладия на элемент с близкой электроотрицательностью.

## Введение

В работе [1] был предложен механизм управления магнетизмом палладия в наноструктуре типа Pd/Insulator/Pd под действием электрического напряжения, приложенного к слоям палладия. Электрическое поле формирует в поверхностных слоях металла избыточные концентрации электронов или дырок, и тем самым сдвигает пик в плотности состояний в палладии. Сдвиг уровня Ферми в палладии в область пика плотности состояний (DOS) приводит к выполнению условия Стонера и переходу в ферромагнитное состояние. В работе [2] экспериментально была показана возможность такого перехода. Однако в ней для усиления эффективности электрического поля использовался нанослой полярной жидкости.

В настоящей работе проведены расчеты электронной структуры твердотельной наноячейки с чередующимися слоями палладия и изолятора (BaO, кристаллическая решетка которого хорошо согласуется с решеткой Pd) с учетом приложенного внешнего электрического поля при расчете полной энергии и его влияния на плотность состояний палладия на уровне Ферми. Также проведен расчет модифицированной наноячейки, в которой часть атомов палладия замещена металлом с более высокой электроотрицательностью (например, Au) для достижения критерия Стонера при меньшей амплитуде прикладываемого электрического поля.

## Методика расчета

Расчеты выполнялись полноэлектронным методом линейаризованных присоединенных плоских волн (FP-LAPW), реализованном в пакете программ Wien2k [3]. Расчетная сетка в неприводимой части зоны Бриллюэна содержала 2000 точек (132 в неприводимой части); обменно-корреляционный потенциал вычислялся в приближении GGA PBE [4]. Спин-орбитальное взаимодействие было включено в расчеты на атомах палладия.

До проведения расчетов с электрическим полем была проведена оптимизация равновесных позиций атомов внутри элементарной ячейки. Минимизировался также размер ячейки вдоль оси  $z$  (перпендикулярно плоскости), поскольку предполагалось, что структура выращена на поверхности подложки BaO.

Для расчетов использовалась суперъячейка, представленная на рис. 1, состоящая из чередующихся слоев палладия и изолятора. Поскольку внешнее

электрическое поле было выбрано в форме zig-zag потенциала [5], реализованного в коде пакета Wien2k, то для соблюдения условий периодичности структуры элементарная ячейка должна быть удвоена по оси  $Z$ . Для оценки разности плотности состояний электронной структуры Pd выполнялось два различных расчета – с учетом внешнего электрического поля и без него.

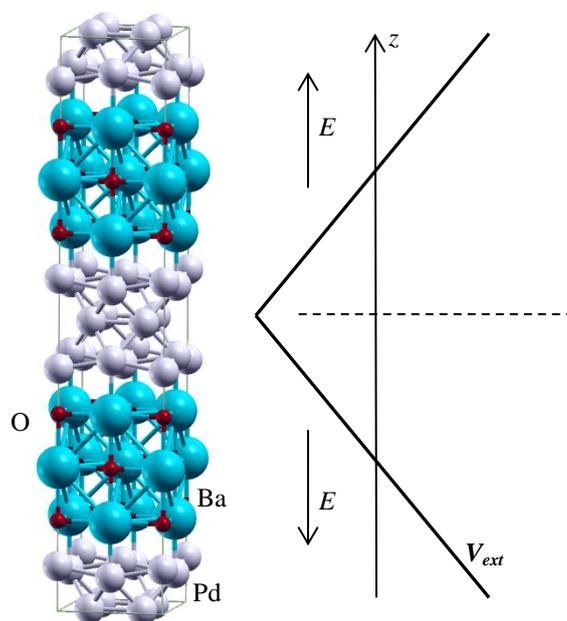


Рис. 1. Расчетная наноячейка (слева) со слоями палладия и изолятора (Pd показан белыми шариками, Ba – голубыми, O – красными) и приложенное электрическое поле (справа) в форме zig-zag потенциала [5]

Для расчета модифицированной ячейки палладий в одном из слэбов был заменен на золото.

## Результаты

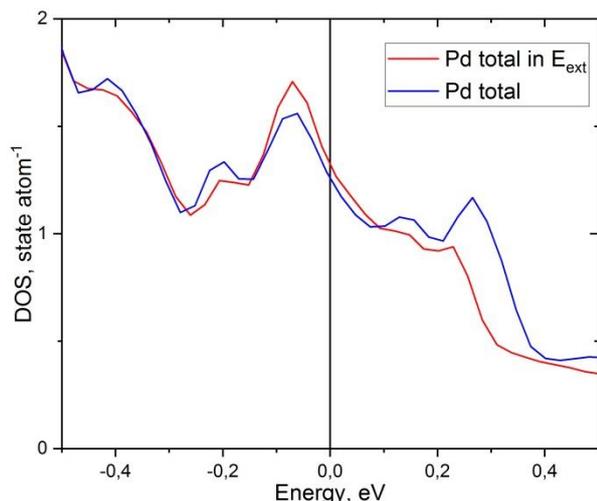
Как и ранее [1], будем считать, что переход парамагнитного металла в ферромагнитную фазу определяется критерием Стонера:

$$I\rho(\varepsilon_F) > 1,$$

где  $I$  – параметр межэлектронного взаимодействия,  $\rho(\varepsilon_F)$  – DOS на уровне Ферми.

Для полученной суперъячейки были рассчитаны плотности состояний палладия в нормальном состоянии и в присутствии внешнего электрического поля в форме zig-zag потенциала [5]. Характерные получен-

ные кривые, нормированные на один атом, представлены на рис. 2. Поскольку известно, что критерий Стонера для палладия равен порядка 0,9, то даже небольшое увеличение плотности состояний на уровне Ферми ( $E = 0$ ) должно привести к его переходу в ферромагнитную фазу, что и наблюдается в случае приложенного внешнего электрического поля. Однако видно, что одновременно со сдвигом уровня Ферми изменяется и форма DOS. Кроме того для достоверного определения формы DOS следует проводить релаксацию структуры в электрическом поле.



**Рис. 2.** Характерные расчетные плотности состояний палладия на атом при приложенном внешнем электрическом поле и в обычном состоянии

Замена палладия на более электроотрицательный материал формирует встроенное электрическое поле в зазоре между слоями палладия, что можно использовать для снижения порогового значения электриче-

ского поля, необходимого для перевода слоя палладия в ферромагнитное состояние.

## Выводы

В результате моделирования нами проведена численная оценка сильного электрического поля необходимой для стимуляции поверхностного магнетизма палладия в слоистой структуре типа Pd/BaO/Pd. Показано, что при частичной замене палладия на, например, золото, значение прикладываемого электрического поля может претерпевать значительные изменения.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях».

## Литература

1. Yu. B. Kudasov, A. S. Korshunov. Surface ferromagnetism of palladium induced by strong electric field // *Physics Letters A*. 364 (2007). 348–351.
2. A. Obinata et al. Electric-field control of magnetic moment in Pd. *Scientific Reports*. 5:14303; doi: 10.1038/srep14303, 2015.
3. P. Blaha et al., WIEN2k: An APW+lo program for calculating the properties of solids // *J. Chem. Phys.* 152 (2020). 074101; <https://doi.org/10.1063/1.5143061>.
4. J. P. Perdew, K. Burke and M. Ernzerhof, Generalized gradient approximation made simple // *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996). 3865–3868.
5. J. Stahn, U. Pietsch, P. Blaha and K. Schwarz. Electric-field-induced charge-density variations in covalently bonded binary compounds // *Phys. Rev. B*. 63 (2001). 165205.

# Критические переходы в редкоземельных магнетиках типа $(R,R')_2Fe_{14}B$

Н. В. Костюченко<sup>1,2,\*</sup>, Д. И. Плохов<sup>2</sup>, И. С. Терешина<sup>5</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>6,7</sup>, О. М. Сурдин<sup>6,7</sup>,  
А. К. Звездин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>2</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва

<sup>4</sup>Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы, Москва

<sup>5</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

<sup>6</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров

<sup>7</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров

\*nvkost@gmail.com

В последние несколько десятилетий редкоземельные интерметаллиды стабильно вызывают большой интерес. Благодаря таким важным магнитным свойствам, как высокая коэрцитивность, высокая температура Кюри и большой максимальный энергетический продукт  $(BH)_{\max}$  [1–4] они находят применение в качестве материалов для различных практических приложений.

Самые известные редкоземельные магниты – это материалы на основе соединений  $R_2Fe_{14}B$ , например,  $Nd_2Fe_{14}B$ . В настоящее время особенности формирования многих уникальных свойств в этих материалах так и не объяснены. В современной физике магнитных явлений необходимо корректно описывать особенности макроскопических свойств (скачков, изгибов, резкого возрастания и т. п., например, на кривых намагничивания) путем анализа микроскопических процессов, происходящих в материале [5, 6].

В данной работе проводилось теоретическое и экспериментальное исследование поведения редкоземельных интерметаллидов типа  $(R,R')_2Fe_{14}B$ , их гидридов, а также комплексно модифицированных редкоземельных соединений  $(R,R')_2Fe_{14}B$  в сильных и сверхсильных магнитных полях. Для исследования использовалось сочетание двух методов: аналитического и численного, с применением квантовой теории кристаллического поля [7–9]. При этом использовались уникальные экспериментальные данные, такие как измерения в сверхвысоких магнитных полях до 300 Тл [5, 10]. Все существующие критические особенности кривых намагничивания в сильных магнитных полях были успешно объяснены с помощью предложенной модели. Также предсказано дальнейшее поведение кривых намагничивания в области более высоких полей для тех составов, для которых были получены экспериментальные данные в полях ниже вынужденного полем ферромагнитного состояния (forced-ferromagnetic state).

Магнитное поведение изучалось в широком диапазоне магнитных полей и температур вдоль главных кристаллографических направлений. Из сравнения экспериментальных данных и теоретических результатов нами были определены обменные параметры и параметры кристаллического поля [9]. Полученные параметры позволили рассчитать полный процесс намагничивания и описать особенности магнитных фазовых переходов в редкоземельных интерметаллидах.

Настоящее исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и

математики (ИЦФМ), проект «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях» (шифр «ИЦФМ-7-2325»). Работа Н. В. Костюченко выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (договор № 075-03-2023-106, проект ФСМГ-2021-0005).

## Литература

1. M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2010.
2. O. Gutfleisch, M. A. Willard, E. Brück, C. H. Chen, S. G. Sankar, J. P. Liu. *Magnetic materials and devices for the 21st century: stronger, lighter, and more energy efficient* // *Adv. Mater.* 2011. V. 23, no. 7. P. 821–842.
3. N. Tiercelin, Y. Dusch, S. Giordano, A. Klimov, V. Preobrazhensky, P. Pernod (ed. J. Atulashima, S. Bandyopadhyay). *Nanomagnetic and Spintronic Devices for Energy-Efficient Memory and Computing*. New York : Wiley, 2016. P. 221.
4. A. K. Zvezdin (ed. K. H. J. Buschow). Chapter 4. Field induced phase transitions in ferrimagnets // *Handbook of Magnetic Materials*. 1995. V. 9. P. 405–543.
5. А. К. Звездин, И. А. Лубашевский, Р. З. Левитин, В. В. Платонов, О. М. Таценко. Фазовые переходы в меггауссных магнитных полях // *УФН*. 1998. Т. 168, № 10. С. 1141–1146.
6. V. V. Platonov, O. M. Tatsenko, D. A. Clark, C. M. Fowler, J. D. Goettee, D. G. Rickel, W. Lewis, B. Marshall, A. A. Mukhin, V. I. Plis, A. I. Popov, A. K. Zvezdin. Spin-flip transition and Faraday effect in  $MnF_2$  in megagauss magnetic field // *Megagauss magnetic field generation, its application to science and ultra-high pulsed-power technology*; Proc. of the VIIIth Int. Conference on Megagauss magnetic field generation and related topics. Tallahassee. Fl. USA, 18–23 Oct. 1988. P. 221–224.
7. N. V. Kostyuchenko, I. S. Tereshina, D. I. Gorbunov, E. A. Tereshina-Chitrova, A. V. Andreev, M. Doerr, G. A. Politova, A. K. Zvezdin. Features of magnetization behavior in the rare-earth intermetallic compound  $(Nd_{0.5}Ho_{0.5})_2Fe_{14}B$  // *Intermetallics*. 2018. V. 98. P. 139–142.
8. I. S. Tereshina, A. P. Pyatakov, E. A. Tereshina-Chitrova, D. I. Gorbunov, Yu. Skourski, J. M. Law, M. A. Paukov, L. Havela, M. Doerr, A. K. Zvezdin, A. V. Andreev. Probing the exchange coupling in the complex modified Ho-Fe-B compounds by high-field magnetization measurements // *AIP Advances*. 2018. V. 8, no. 12. P. 125223.
9. N. V. Kostyuchenko, I. S. Tereshina, D. I. Gorbunov, E. A. Tereshina-Chitrova, K. Rogacki, A. V. Andreev, M. Doerr, G. A. Politova, A. K. Zvezdin. High-field magnetization study of  $(Nd, Dy)_2Fe_{14}B$ : Intrinsic properties and promising compositions // *Intermetallics*. 2020. V. 214. P. 106840.
10. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей. Саров : РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.

# Определение вклада магнитных подсистем, формирующихся в наноразмерных частицах ферригидрита, из анализа кривых намагничивания в полях до 250 кЭ

А. А. Красиков<sup>1,\*</sup>, Д. А. Балаев<sup>1</sup>, С. В. Столяр<sup>1,2</sup>, Р. Н. Ярославцев<sup>1,2</sup>, А. Д. Балаев<sup>1</sup>, Р. С. Исхаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

\*AK9891@ya.ru

В работе представлены результаты измерений кривых намагничивания образцов наночастиц ферригидрита с различной степенью покрытия частиц полисахаридом арабиногалактаном в импульсных магнитных полях до 250 кЭ, а также результаты описания полученных данных, позволившие определить вклады различных магнитных подсистем, формирующихся в наночастицах антиферромагнитно упорядоченного ферригидрита.

## Введение

Помимо хорошо известных железооксидных наночастиц, в последнее время широко исследуются гидрооксиды железа, среди которых ярким представителем является ферригидрит. Ферригидрит (номинальная формула  $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$ ) существует только в наноразмерном виде, он распространен в водных системах и играет большую роль в жизнедеятельности микроорганизмов и высших животных. Магнитные моменты атомов железа в ферригидрите упорядочены антиферромагнитно [1], и, подобно всему классу наночастиц антиферромагнитных (AFM) материалов, в наночастицах ферригидрита формируется нескомпенсированный магнитный момент. Причиной появления нескомпенсированного магнитного момента являются дефекты в структуре, что было предсказано Неелем [2] и впоследствии подтвердилось исследованиями различных систем AFM-наночастиц [3–6]. Наличие такого «нового качества» (магнитного момента) у AFM-наночастиц, объемные аналоги которых относятся к классу «слабомагнитных» материалов, позволяет уже рассматривать системы AFM-наночастиц как принадлежащие к классу магнитных наноматериалов. Поэтому материалы с AFM-наночастицами являются перспективными кандидатами для практических применений. Рассматриваемый ферригидрит нетоксичен для живых организмов, что дает дополнительные основания его использования в ряде биомедицинских приложений [7].

Есть ряд фундаментальных вопросов, касающихся механизмов формирования магнитных свойств наночастиц ферригидрита, наличия и взаимосвязи различных магнитных подсистем в наноразмерных частицах, а также магнитного взаимодействия между отдельными наночастицами. Целью данного исследования было выявление магнитных подсистем, формирующихся в наночастицах ферригидрита, и определение их вклада в поведение магнитных свойств ансамблей наночастиц ферригидрита из кривых намагничивания в полях до 250 кЭ.

## Эксперимент

Исследовались порошковые системы наночастиц синтетического ферригидрита (средний размер частиц  $\langle d \rangle \approx 2,7$  нм), в которых путем покрытия нано-

частиц арабиногалактаном можно регулировать степень пространственного разделения частиц [8]. Исследовано три системы с объемной концентрацией ферригидрита от 100% до ~50% (FH-0, FH-2, FH-3).

Кривые намагничивания  $M(H)$  измерены на вибрационном магнетометре (в полях до 90 кЭ) и с помощью оригинального магнетометра, использующего импульсные поля до 250 кЭ.

## Результаты

Зависимости  $M(H)$  приведены на рис. 1. Обычно кривая намагничивания  $M(H)$  систем AFM-наночастиц описывается двумя (или более) составляющими [3–6]:

$$M(H) = M_{\text{SPM}}(H) + \chi_{\text{total}} H = N_p \int_0^{\infty} L(\mu_{\text{un}}, H) f(\mu_{\text{un}}) \mu_{\text{un}} d\mu_{\text{un}} + \chi_{\text{total}} H. \quad (1)$$

Первая составляющая – это функция Ланжевена, определяющая суперпарамагнитное поведение нескомпенсированных магнитных моментов частиц (с учетом распределения по магнитным моментам и размерам частиц). Вторая составляющая – это линейный по полю вклад, определяемый как скосом ферромагнитно упорядоченных подрешеток AFM-частиц (AFM-восприимчивость), так и парамагнитным состоянием свободных магнитных моментов (не связанных с AFM-ядром «частицы»), либо другими вкладами.

Рисунок 2 иллюстрирует температурные зависимости параметров подгонки (см. подпись к рисунку).

## Выводы

Подробный анализ полученных кривых намагничивания в полях до 250 кЭ показал, что:

1) стандартно используемого диапазона внешнего поля до 60–80 кЭ недостаточно для корректного описания зависимостей  $M(H)$ , поскольку линейный участок этой зависимости (при котором функция Ланжевена выходит на «насыщение») наблюдается в диапазоне более высоких полей;

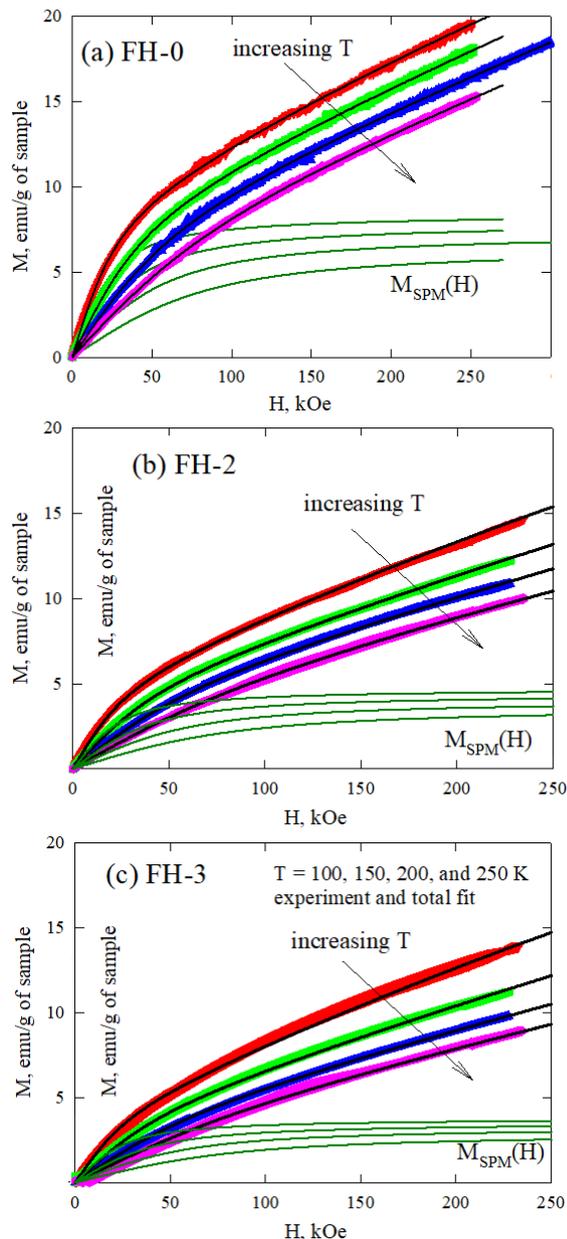
2) средняя величина магнитного момента частицы  $\mu_{\text{un}}$  составляет  $\approx 150 \mu_B$  ( $\mu_B$  – магнетон Бора), что соответствует примерно 30 декомпенсированным спином атомов железа в частице, которые (согласно гипотезе

Нееля [2]:  $\mu_{\text{un}} \sim \langle d \rangle^{3/2}$ ) находятся и на поверхности, и в объеме частицы;

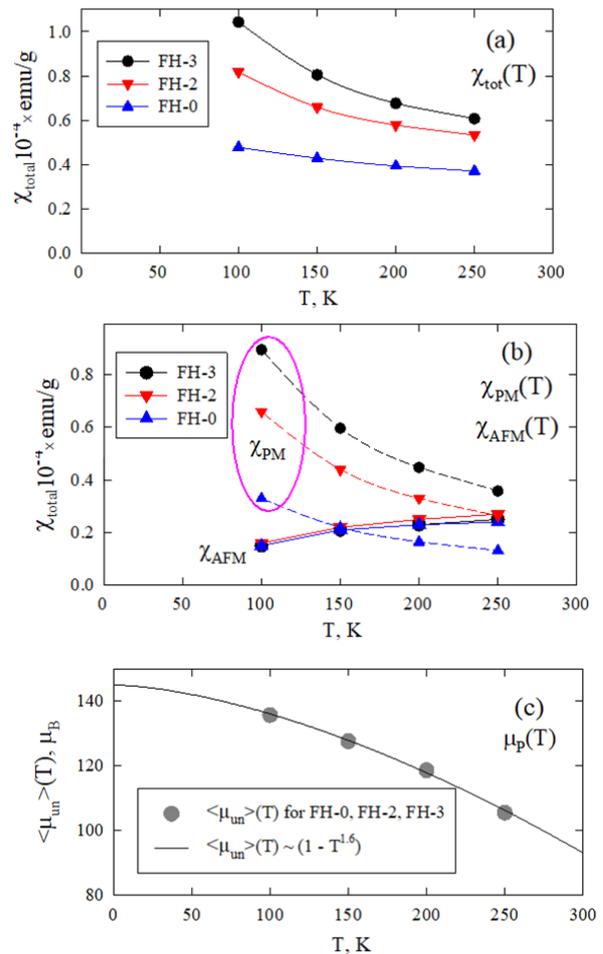
3) часть поверхностных спинов, не связанных с AFM-«ядром», формирует подсистему, которая ведет себя как свободные парамагнитные (PM) атомы;

4) Величина вклада PM-подсистемы зависит от того, находятся частицы в непосредственном контакте друг с другом или пространственно разделены.

Последнее проливает свет на механизм, обуславливающий достаточно сильные магнитные межчастичные взаимодействия в порошковых системах ферригидрита [8–10].



**Рис. 1.** Экспериментальные зависимости  $M(H)$  (символы) исследованных образцов FH-0 (a), FH-2 (b), FH-3 (c) при различных температурах (указаны на (c)). Сплошные кривые – результаты наилучшей подгонки по выражению (1). Сплошные кривые, обозначенные как  $M_{\text{SPM}}(H)$ , иллюстрируют парциальный вклад в общую намагниченность от SPM подсистемы (первое слагаемое выражения (1))



**Рис. 2.** Температурные зависимости параметров, определенных в ходе обработки экспериментальных кривых намагничивания (рис. 1): a – параметр  $\chi_{\text{total}}$  (второе слагаемое выражения (1)); b – выделенная из данных (a) парамагнитная (PM) восприимчивость  $\chi_{\text{PM}}$ , а также AFM-восприимчивость  $\chi_{\text{AFM}}$ ; c – температурная эволюция нескомпенсированного магнитного момента  $\langle \mu_{\text{un}} \rangle$  (символы) и описывающая ее поведение зависимость (сплошная кривая)

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ, № 22-72-00134.

### Литература

1. M. S. Seehra, et al. // Phys. Rev. B. V. 61. P. 3513 (2000).
2. L. Néel, C. R. Acad // Sci. Paris. 252, 4075 (1961).
3. N. J. O. Silva, et al. // Phys. Rev. B. P. 71 (2005) 184408.
4. T. Iimor, et al. // J. Appl. Phys. 127, 023902 (2020).
5. D. A. Balaev, et al. // JMMM 539 168343 (2021).
6. А. А. Красиков и др. // ЖЭТФ. 2023. 163 (№ 1), 115.
7. S. V. Stolyar, D. A. Balaev, V. P. Ladygina, et al. // J. Supercond. Nov. Magn. 31 2297 (2018).
8. А. А. Красиков, et al. // Physica B. 660, 414901 (2023).
9. Yu.V. Knyazev, et al., Phys. Rev. B. 107, 115413 (2023).
10. А. А. Красиков, и др. // ЖЭТФ. 2023. Т. 164, № 6.

# Атипичное комбинационное рассеяние в массивах нанопроволок с магнитными переходами

В. Г. Криштоп<sup>1,\*</sup>, В. И. Корепанов<sup>1</sup>, Л. А. Фомин<sup>1</sup>, Д. Л. Загорский<sup>2</sup>, И. М. Долуденко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Акад. Осипяна, 6, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Ленинский пр., 59, Москва, 119333

\*krishtop@iptm.ru

Изготовлены массивы из параллельных нанопроволок, каждая из которых состоит из слоев различных магнитных металлов. Методом спектроскопии комбинационного рассеяния исследованы спектры, возникающие при освещении лазером гетероперехода между слоями, и влияние на них внешнего магнитного поля. Обнаружено, что одна из возникающих линий ( $288\text{ см}^{-1}$ ) чувствительна к взаимной ориентации поляризации излучения и направления магнитного поля. Изучена зависимость интенсивности спектров от фокусировки и от интенсивности излучения, и выдвинуто предположение о пороговом характере возбуждения линии  $288\text{ см}^{-1}$ . Предположительно, вблизи контакта двух металлов из-за аморфизации нарушается симметрия кристаллической решетки и появляется ненулевой орбитальный импульс электронов. В результате еще один излучательный переход становится разрешенным без переворота спина.

## Введение

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к ТГц-диапазону, в частности, к созданию устройств для этого диапазона на базе магнитных металлов. В этом направлении был достигнут определенный прогресс по созданию спин-инжекционных генераторов этого диапазона частот с уровнем мощности до единиц милливатт [1–4]. В этом плане оказалась продуктивной идея организации большого количества биметаллических наноконтактов между металлами с различными магнитными свойствами. Достигнутые результаты позволяют предполагать возможности реализации других элементов терагерцовой оптики, работающих на основе наноструктур из магнитных металлов: поглотителей, поляризаторов, модуляторов.

Для изготовления наноконтактов обычно используется сложная технология [2, 3]. Более простыми в изготовлении являются структуры на базе трековых мембран с массивом нанопроволок, выращиваемые методом матричного синтеза [5–7]. Такие структуры могут применяться при создании микромагнитов, элементов спинтроники, сенсоров. СЭМ-изображение гетерогенного массива нанопроволок приведено на рис. 1.

Ранее в наших работах была показана возможность создания генераторов на основе массива НП с гетеропереходами [8]. Также мы изучали спектры отражения и пропускания структур с массивами гетерогенных НП с ферромагнитными переходами Ni/Co,  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$  и Ni/Fe в каждой из нанопроволок, заполняющих трековые мембраны [9, 10]. Мы обнаружили особенности в спектрах, обусловленные взаимодействием ТГц-излучения с магнитной структурой нанопроволок в области гетероперехода. В частности, в образце  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$  в диапазоне 17–19 ТГц было обнаружено отрицательное поглощение, которое можно объяснить лазерным эффектом на спин-флип переходах при накачке на более высоких частотах [6].

Настоящая работа является продолжением вышеописанных работ: для тех же образцов были изучены спектры комбинационного рассеяния, в том числе при различных поляризациях лазера и различной ориентации внешнего магнитного поля.

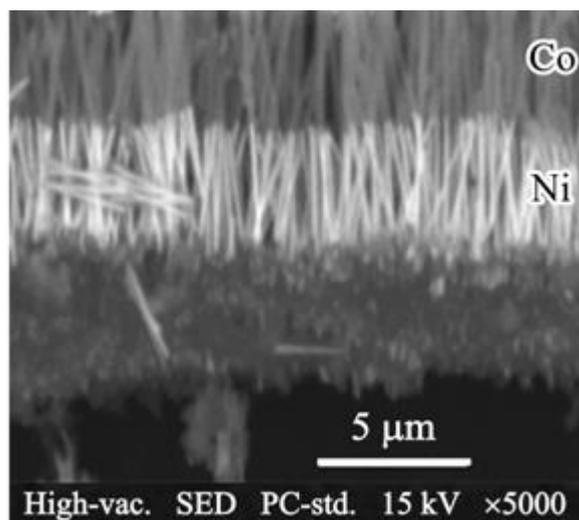


Рис. 1. Срез образца с массивом нанопроволок из двух частей разного состава (использовался микроскоп JEOL JSM 6000 Plus с ускоряющим напряжением 15 кВ)

## Результаты

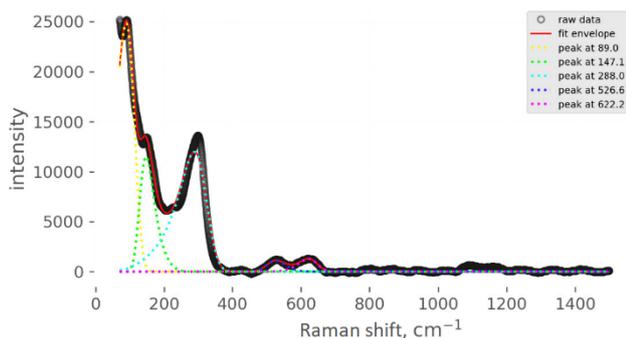
Методом спектроскопии комбинационного рассеяния были исследованы спектры, возникающие при освещении лазером массивов гетерогенных НП в мембране с ферромагнитными переходами. Исследование проводилось на спектрографе Bruker Senterra при возбуждении лазером с длиной волны 780 нм при рабочей мощности 10 мВт.

Были изучены спектры комбинационного рассеяния трех образцов: № 1 (Ni/Fe), № 2 (Ni/Co) и № 3 ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}$ ). В образце № 3 была обнаружена спектральная линия  $288,0\text{ см}^{-1}$ , которая наблюдается только вблизи середины мембраны, что соответствует области гетероперехода в нанопроволоках, и гаснет при удалении от центра к краям мембраны. В образцах 1 и 2 подобных линий не наблюдалось.

Обнаруженная характеристическая линия  $288,0\text{ см}^{-1}$ , по всей видимости, происходит от рассеяния излучения вблизи гетероперехода в нанопроволоке, и быстро гаснет по мере удаления от него.

Для наблюдения линии  $288,0\text{ см}^{-1}$  требуется существенная плотность мощности, также появление линии чувствительно к фокусировке лазера. Это позволяет предположить пороговый характер возбуждения данной линии при достижении некоторого уровня

плотности мощности, что характерно для спин-инжекционных процессов в металлических гетеропереходах [3, 4].



**Рис. 2.** Спектр комбинационного рассеяния образца 3 (Co/Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>) с математической обработкой (после вычитания базовой линии). Серые кружки – экспериментальные данные. Тонкая сплошная линия – подгоночная огибающая. Точечные линии – математически выделенные отдельные пики

Типичный спектр для образца 3 показан на рис. 2. Наиболее интенсивные линии наблюдались при значениях волнового числа (относительно такового для падающего лазерного излучения) 89,0; 147,1; 288,0; 526,6; 622,2 см<sup>-1</sup>.

Линия 288,0 см<sup>-1</sup> была исследована в поляризованном свете и в магнитном поле. Без магнитного поля амплитуда линии 288 см<sup>-1</sup> практически не зависит от поляризации лазера. В планарном магнитном поле (поперек нанопроводов) линия также отчетливо видна во всех трех режимах поляризации лазера и при любом положении поляризатора в канале отклика. В нормальном поле (вдоль нанопроводов) наблюдается следующее: Линия 288 см<sup>-1</sup> уверенно детектируется в деполяризованном свете, а также в продольной (вдоль проводов) поляризации лазера. Причем видность линии также примерно одинакова в обоих случаях. Однако при второй поляризации лазера (поперек проводов) линия практически исчезает. Итак, линия 288 см<sup>-1</sup> подавляется, когда магнитное поле направлено вдоль нанопроводов (вдоль оси Y), а поляризация лазера – поперек нанопроводов (по оси X). Величина магнитного поля в области измерения порядка 0,1–0,3 Т.

Существование линии свидетельствует о возбуждении электронов в образце при 288 см<sup>-1</sup>, что соответствует частоте 8,7 ТГц. Возможно, эта линия связана с комбинационным рассеянием в кобальте, в котором присутствуют оптические фононы [11]. Другая интерпретация состоит в том, что эта линия соответствует спин-флип переходу s-электронов в пермаллоиде. Причиной этого может быть появление ненулевого орбитального момента электронов вследствие аморфизации металла вблизи контакта двух металлов. Это приводит к возникновению еще одного разрешенного излучательного перехода электронов без

переворота спина, чувствительного к магнитному полю.

## Заключение

В массиве нанопроволок с гетеропереходом Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Co была обнаружена спектральная линия 288,0 см<sup>-1</sup>, которая наблюдается только вблизи области магнитного гетероперехода в нанопроволоках. Для наблюдения линии 288,0 см<sup>-1</sup> требуется существенная плотность мощности, также появление линии чувствительно к фокусировке лазера, это позволяет предположить пороговый характер возбуждения, что характерно для спин-инжекционных процессов в металлических гетеропереходах. Эта линия управляется магнитным полем; она выключается при определенном сочетании магнитного поля и поляризации лазера, но устойчиво регистрируется во всех остальных комбинациях параметров. Существование линии свидетельствует о возбуждении электронов в образце при 288 см<sup>-1</sup>, что соответствует частоте 8,7 ТГц. Это явление открывает перспективы создания детектора терагерцового излучения на основе массива гетерогенных нанопроволок с ферромагнитными переходами.

## Литература

1. S. A. Nikitov, A. R. Safin, D. V. Kalyabin, et al. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz // *Phys. Usp.* V. 63. P. 945–974 (2020).
2. V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R. I. Shekhter. Spin laser based on magnetic nano-contact array // *Europhys. Lett.* 104 (2). P. 27011 (2013).
3. A. M. Kadigrobov, R. I. Shekhter, S. I. Kulinich, et al. Hot electrons in magnetic point contacts as a photon source // *New Journal of Physics* 13(2). P. 023007 (2011).
4. A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claesson, R. I. Shekhter and M. Jonson. Giant lasing effect in magnetic nanoconductors // *Europhys. Lett.* 67(6). P. 948–954 (2004).
5. C. R. Martin. Nanomaterials: A Membrane-based Synthetic Approach // *Science.* V. 268, № 5193. P. 1961 (1994).
6. M. Vazquez. *Magnetic Nano- and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications.* Elsevier : Woodhead Publishing, 815 p. (2015).
7. A. Fert, L. Piroux. Magnetic nanowires // *J. Magn. Magn. Mater.* V. 200, № 1–3. P. 338 (1999).
8. Y. V. Gulyaev, S. G. Chigarev, A. I. Panas, et al. Generation of Terahertz Radiation in Magnetic Junctions Based on Nanowires. *Tech. Phys. Lett.* 45, 271–273 (2019).
9. L. A. Fomin, V. G. Krishtop, E. S. Zhukova, S. S. Zhukov, D. L. Zagorsky, I. M. Doludenko, S. G. Chigarev, E. A. Vilkov, A. I. Panas. Investigations of the transmission and reflection spectra of THz radiation of magnetic metallic nanowires // *Proc. SPIE* 12157, 1215706 (2022).
10. L. A. Fomin, D. L. Zagorskiy, S. G. Chigarev, et al. Study of reflection and transmission spectra of arrays of heterogeneous ferromagnetic nanowires in the terahertz and far infrared ranges // *Technical Physics.* V. 67, no. 8 (2022).
11. N. Wakabayashi, R. H. Scherm, H. G. Smith. Lattice dynamic of Ti, Co, Tc, and other hcp transition metals // *Phys. Rev. B.* 25, 5122 (1982).

# О дисперсии электронов в металле с геликоидальным порядком

Ю. Б. Кудасов

Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, ул. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607188  
Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл., 607188  
kudasov@ntc.vniief.ru

В работе обсуждаются две теоремы о форме дисперсионных кривых в зонном гелимагнетике. Показано, что геликоидальное магнитное (эффективное) поле может частично восстановить вырождение крамерсовского типа ( $\varepsilon_{\mathbf{k},(\sigma)} = \varepsilon_{-\mathbf{k},-(\sigma)}$ ) во всей зоне Бриллюэна за исключением особых точек. Наличие двух характерных периодов в системе (кристаллического и магнитного) приводит также к особенностям топологии зонной структуры. В целом такую систему можно характеризовать как топологический металл с необычными транспортными свойствами. В качестве примера такого металла рассмотрен  $\text{PdCrO}_2$ .

## Введение

Топологические аспекты зонной структуры кристаллических твердых тел интенсивно изучались в течение последних десятилетий [1]. Основные усилия теоретиков и экспериментаторов были сосредоточены на изучении топологических изоляторов и их краевых состояний [2, 3]. В последнее время в центре внимания оказались магнитные топологические изоляторы и полуметаллы, включая гелимагнетики [4]. Отметим, что традиционные исследования топологической зонной структуры посвящены изучению изменения фазы волновой функции в зоне Бриллюэна [2, 3]. Однако сама по себе дисперсионная зависимость электронов (кривая, поверхность и гиперповерхность для 1D, 2D и 3D систем соответственно) может обладать нетривиальными топологическими свойствами, в частности, для гелимагнетиков [5].

В настоящей работе обсуждается новый подход к топологии зонной структуры металлического гелимагнетика.

## Две теоремы о дисперсии электронов

Для частицы со спина 1/2, распространяющейся в неоднородном магнитном поле, которое инвариантно относительно перемещения с периодом  $\mathbf{T}$ , т. е.  $\mathbf{h}(\mathbf{r} + \mathbf{T}) = \mathbf{h}(\mathbf{r})$ , можно доказать два строгих утверждения о собственных значениях гамильтониана.

Гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \mathbf{h}(\mathbf{r})\boldsymbol{\sigma}, \quad (1)$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$  – матрицы Паули.

**Теорема 1.** Если гамильтониан  $\hat{H}_0$  инвариантен относительно операции  $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}}$ , где  $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}$  – трансляция на половину вектора  $\mathbf{T}$ , а  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  – оператор обращения времени и  $\mathbf{h}(\mathbf{r} + \mathbf{T}_{1/2}) = -\mathbf{h}(\mathbf{r})$ , тогда собственные значения  $\varepsilon_{\mathbf{k}}$  этого гамильтониана по меньшей мере двукратно вырождены для всех волновых векторов  $\mathbf{k}$ , за исключением тех, которые удовлетворяют условию  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{T}) = -1$ , т. е. для собственных значений выполняется условие

$$\varepsilon_{\mathbf{k},(\sigma)} = \varepsilon_{-\mathbf{k},-(\sigma)} \quad (2)$$

и  $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle = \langle \varphi_{\mathbf{k}} | \boldsymbol{\sigma} | \varphi_{\mathbf{k}} \rangle$ , где  $|\varphi_{\mathbf{k}}\rangle$  – собственные функции гамильтониана.

Доказательство этой теоремы аналогично теореме Крамерса, с учетом того обстоятельства, что в присутствии магнитного поля операция симметрии, включающая  $\boldsymbol{\theta}$ , должна быть комбинацией  $\boldsymbol{\theta}$  и операцией, меняющей направление магнитного поля на

противоположное [6]. Следовательно,  $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}}$  – это операция симметрии для данной системы.

Рассмотрим два собственных состояния:  $|\varphi_{\mathbf{k}}\rangle$  и  $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}}|\varphi_{\mathbf{k}}\rangle$ . В соответствии с правилами преобразований для антиунитарных операторов мы получаем

$$\langle \varphi_{\mathbf{k}} | (\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}} | \varphi_{\mathbf{k}} \rangle) = - \langle \varphi_{\mathbf{k}} | \hat{\mathbf{T}}^\dagger (\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}} | \varphi_{\mathbf{k}} \rangle). \quad (3)$$

Отсюда, используя теорему Блоха, получаем

$$\langle \varphi_{\mathbf{k}} | (\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}} | \varphi_{\mathbf{k}} \rangle) = -\exp(i\mathbf{k}\mathbf{T}) \langle \varphi_{\mathbf{k}} | \hat{\mathbf{T}}^\dagger (\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}} | \varphi_{\mathbf{k}} \rangle). \quad (4)$$

Видно, что  $|\varphi_{\mathbf{k}}\rangle$  и  $\hat{\mathbf{T}}_{1/2}\hat{\boldsymbol{\theta}}|\varphi_{\mathbf{k}}\rangle$  ортогональны и составляют пару вырожденных состояний для всех  $\mathbf{k}$ , за исключением значений, удовлетворяющих условию  $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{T}) = -1$ . В последнем случае состояние может быть как вырожденным, так и невырожденным.

В случае простой одномерной цепочки особые точки, где могут находиться невырожденные состояния, определяются  $k = \pm\pi$ .

**Теорема 2.** Пусть  $\hat{H}_0$  в уравнении (1) инвариантен относительно трансляции  $\hat{\mathbf{t}}$ , обращения времени  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  и произвольных вращений спиновой системы. Пусть также член  $\mathbf{h}(\mathbf{r})\boldsymbol{\sigma}$  инвариантен относительно  $\hat{\mathbf{t}}_\alpha$ , где  $\alpha = 2\pi/n$ ,  $n$  – нечетное число ( $n > 1$ ). Тогда собственные значения  $\hat{H}$  вырождены по меньшей мере двукратно для всех волновых векторов  $\mathbf{k}$ , за исключением тех, которые удовлетворяют условию  $\exp(2i\mathbf{k}\mathbf{T}) = 1$ , где  $\hat{\mathbf{T}} = n\hat{\mathbf{t}}$ , и для всех собственных значений выполняется (2) и  $\langle \sigma_{x(y)} \rangle_{\mathbf{k}} = 0$ .

Доказательство Теоремы 2 аналогично предыдущей с использованием оператора  $\hat{\mathbf{t}}_{\alpha-\pi}\hat{\boldsymbol{\theta}}$ .

Для иллюстрации теоремы 2 на рис. 1 представлена дисперсия точно решаемой модели сильной связи на одномерной цепочке с геликоидальным магнитным полем  $h_x = h_0 \cos Kz$ ,  $h_y = h_0 \sin Kz$ , где  $K = 2\pi/a_m$ ,  $a_m$  – период магнитной геликоиды,  $a = a_m/3$  – расстояние между атомами в цепочке. Таким образом, реализуется трехподрешеточная  $120^\circ$  магнитная структура.

На графиках рис. 1 показаны дисперсионные кривые. Цветом схематично отмечены спиновые проекции при заданном волновом векторе  $k$  (красным и синим – проекция спина преимущественно спин-вверх и спин-вниз, серым – средняя проекция спина близка к нулю). Цветом выделена на рис. 1 магнитная зона Бриллюэна (от  $-\pi$  до  $\pi$ ) и показана расширенная зона Бриллюэна, которая соответствует периоду системы без магнитного поля (от  $-\pi$  до  $6\pi$ ). Видно, что

условие (2) выполняется везде, кроме точек  $k = 0, \pm\pi$ . В них вырождение может быть (отмечено желтым), а может и отсутствовать (зеленые точки). Это соответствует Теореме 2.

### Особенности топологии зонной структуры гелимагнетиков

На рис. 1 можно обратить внимание на следующую особенность: дисперсионная кривая может оказаться неперiodической функцией в пределах магнитной зоны Бриллюэна (ее всегда можно однозначно определить как гладкую, дифференцируемую функцию). При этом в пределах расширенной зоны Бриллюэна она является периодической. Эта особенность связана с тем обстоятельством, что существует два характерных периода вдоль цепочки: «кристаллический» и магнитный, и для обоих должна выполняться теорема Блоха (обычная и обобщенная) [5, 7]. Заметим, что, хотя отдельная дисперсионная кривая неперiodична в магнитной зоне Бриллюэна, в целом вся структура дисперсионных кривых – периодическая, т. е. обобщенная теорема Блоха не нарушена.

Этот эффект возникает следующим образом. Пронумеруем дисперсионные кривые в магнитной зоне Бриллюэна (например, начиная с низких энергий). Можно заметить, что при сдвиге  $k \rightarrow k + 2\pi$  дисперсионная кривая изменяет свой номер, что приводит к нетривиальной топологической зонной структуре [5]. Ситуация становится еще более сложной и интересной в двумерном случае.

### Выводы

Отметим два обстоятельства. Во-первых, доказанные теоремы в неявном виде содержат двойную периодичность вдоль одного направления. Во-вторых, теоремы применимы к системам произвольной размерности. В частности, Теорема 2 применима к двумерной структуре, рассмотренной в работе [5].

Зонные структуры топологического металла, рассмотренные в настоящей работе, могут возникать в геликоидальных системах с высокой проводимостью типа  $\text{PdCrO}_2$  [8] или быть реализованными в искус-

ственных ван-дер-ваальсовых слоистых структурах [9].

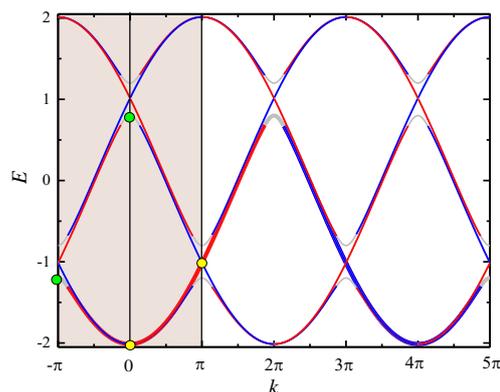


Рис. 1. Дисперсионные кривые модели сильной связи для цепочки в геликоидальном магнитном поле

### Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

### Литература

1. A. Bansil, H. Lin, and T. Das // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 021004.
2. G. Tkachev. *Topological Insulators. The Physics of Spin Helicity in Quantum Transport* // Taylor & Francis Group. LLC. 2016.
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 3045.
4. B. A. Bernevig, C. Felser, and H. Beidenkopf // *Nature*. 2022. V. 603. P. 41.
5. Ю. Б. Кудасов // *ФТТ*. 2023. Т. 65. С. 937.
6. E. P. Wigner, *Group Theory and Its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra*. Academic Press, 1959.
7. Yu. B. Kudasov, arxiv cond-mat 2307.09884 (2023) <https://arxiv.org/pdf/2307.09884.pdf>.
8. Ю. Б. Кудасов // *Письма в ЖЭТФ*. 2021. Т. 113. С. 168.
9. C.-Z.Chang // *Nat. Mater.* 2020. V. 19. P. 484–485.

# Ферромагнетизм в GaAs, сильно легированном Fe

А. В. Кудрин, В. П. Лесников, Р. Н. Крюков, М. В. Дорохин, А. А. Яковлева

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

В работе рассмотрено формирование методом импульсного лазерного осаждения в вакууме однофазного ферромагнитного полупроводника GaAs:Fe и GaAs структур с дельта-легирующим слоем Fe. Возможно формирование проводящих ферромагнитных GaAs структур с дельта-легирующим слоем Fe и температурой Кюри 100–130 К.

## Введение

Новый этап получения и исследования магнитных полупроводников связан с полупроводниками  $A^3B^5$ , сильно легированными атомами Fe. В отличие от относительно хорошо изученного класса магнитных полупроводников  $A^3B^5:Mn$ , в котором воспроизводимые результаты для различных полупроводниковых матриц свидетельствуют о температуре Кюри ниже комнатной (в частности, до 200 К для наиболее изучаемой системы  $(Ga,Mn)Mn$ ), для класса  $A^3B^5:Fe$  были получены однофазные эпитаксиальные слои с температурой Кюри выше комнатной и собственным (intrinsic) ферромагнетизмом. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии были получены слои  $(Ga,Fe)Sb$  с температурой Кюри более 340 К [1] и слои  $(In,Fe)As$  с температурой Кюри  $\sim 305$  К [2] (при концентрации Fe не менее 10 ат.%). В нашей лаборатории НИФТИ ННГУ методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) впервые были получены слои  $(In,Fe)Sb$  [3] и GaAs:Fe [4] с концентрацией железа до 20 ат.% и температурой Кюри выше 300 К. Используемый метод ИЛО позволяет получать эпитаксиальные слои  $A^3B^5:Fe$  и многослойные гетероструктуры  $A^3B^5:Fe$  на основе различных матриц  $A^3B^5$  с концентрацией примеси Fe до 23 ат.% [5]. Получение высокотемпературного intrinsic магнитного полупроводника на основе распространенного GaAs является важным этапом для направления магнитных полупроводников. Слои GaAs:Fe, полученные методом ИЛО, демонстрируют ферромагнетизм в транспортных и оптических свойствах. Собственный ферромагнетизм в полученных слоях GaAs:Fe однозначно подтверждается спектральными исследованиями магнитного циркулярного дихроизма [4]. Особенностью GaAs:Fe является то, что атомы Fe равновероятно замещают Ga и As. В отличие от высокотемпературных ферромагнитных полупроводников  $(Ga,Fe)Sb$  и  $(In,Fe)Sb$ , уровень Ферми в GaAs:Fe находится на разрешенных состояниях в примесных уровнях Fe, а не в какой-либо разрешенной зоне. Обменное ферромагнитное взаимодействие в GaAs:Fe, вероятно, связано с механизмом двойного обмена Зинера. Для улучшения кристаллического совершенства ферромагнитных слоев GaAs:Fe нами созданы GaAs-структуры, дельта-легируемые Fe. Дельта-легирование потенциально позволяет локализовать легирующую примесь, что может позволить увеличить ее локальную концентрацию (что потенциально может увеличить вероятность обменного взаимодействия между атомами  $3d$  примеси) и уменьшить влияние на кристаллическое совершенство полупроводниковой структуры.

## Результаты

Структуры GaAs, дельта-легируемые Fe, были получены следующим образом: на подложке *i*-GaAs (001) с двухградусным отклонением формировался нелегируемый буфер GaAs толщиной порядка 20 нм путем лазерного распыления мишени GaAs; далее наносился слой Fe (время распыления мишени Fe составляло 15–45 с при скорости осаждения порядка 0,5–1 нм/мин), далее слой Fe заравнивался покровным слоем GaAs толщиной порядка 20 нм. Температура формирования буферного слоя составляла 400, 200 или 180 °С. Температура нанесения дельта-слоя и буферного слоя составляла 200 или 180 °С. Полуширина области локализации Fe составляет 5–7 нм при максимуме концентрации Fe порядка 10 ат.%. На рис. 1 представлен профиль распределения элементов по глубине для структуры с дельта-легирующим слоем Fe (температура формирования буферного слоя GaAs, дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs равна 180 °С, а время нанесения дельта-слоя равно 35 с).

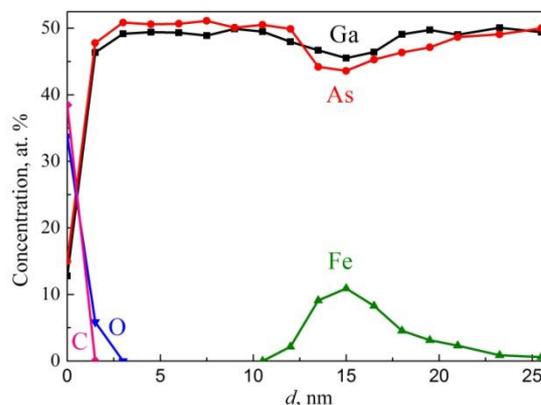
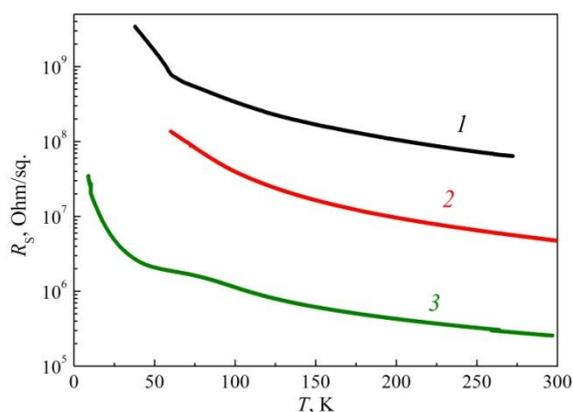
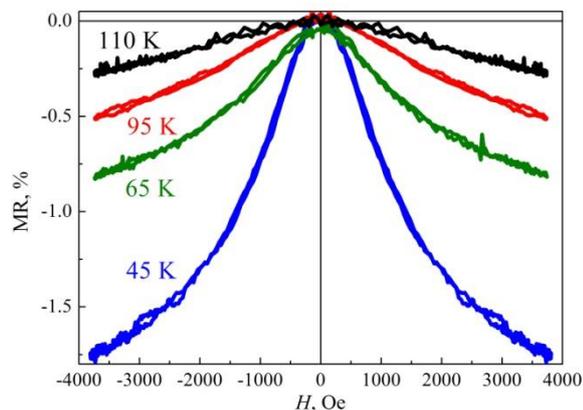


Рис. 1. Профиль распределения элементов по глубине для структуры с дельта-легирующим слоем Fe. (Температура формирования буферного слоя GaAs, дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs равна 180 °С. Время нанесения дельта-слоя равно 35 с)

На рис. 2 представлены характерные температурные зависимости слоевого сопротивления для GaAs-структур с дельта-легирующим слоем Fe. Особенностью структур является высокое слоевое сопротивление при комнатной температуре ( $\sim 1$ – $10$  МОм/кв), однако проводимость сохраняется и до низких температур ( $\sim 10$ – $30$  К). Как и в слоях объемно-легируемого GaAs:Fe, проводимость GaAs-структур с дельта-легирующим слоем Fe, вероятно, связана с прыжковым переносом электронов между состояниями Fe в запрещенной зоне.



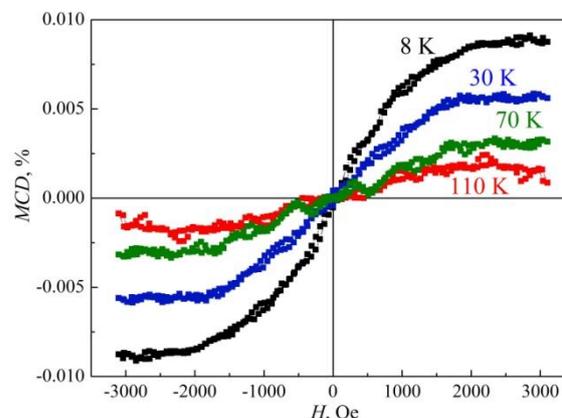
**Рис. 2.** Температурные зависимости слоевого сопротивления структур с дельта-легирующим слоем Fe. 1 – структура с температурой формирования буферного слоя GaAs 500 °С и температурой формирования дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs 200 °С. 2 – структура с температурой формирования буферного слоя GaAs, дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs 200 °С. 3 – структура с температурой формирования буферного слоя GaAs, дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs 180 °С



**Рис. 3.** Магнитосопротивление при различных температурах для структуры с дельта-легирующим слоем Fe. (Температура формирования буферного слоя GaAs, дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs равна 180 °С. Время нанесения дельта-слоя равно 35 с)

Для проводящих GaAs-структур, дельта-легируемых Fe, наблюдается отрицательное магнитосопротивление до температуры  $\sim 150\text{--}180$  К. На рис. 3 представлено магнитосопротивление при различных температурах для структуры с температурой формирования буферного слоя, дельта-слоя и покровного слоя 180 °С (время нанесения дельта-слоя 35 с). Ярко выраженное отрицательное магнитосопротивление с тенденцией к насыщению в магнитном поле более 2000 Э свидетельствует о спин-зависимом рассеянии носителей тока.

Ферромагнитные свойства структур подтверждаются исследованием магнитного циркулярного дихроизма (МЦД). На рис. 4 представлены магнитоопловые зависимости величины МЦД при различных температурах, полученные при энергии квантов света 1,8 эВ. При температуре ниже 130 К зависимости являются нелинейными с насыщением в магнитном поле более 2000 Э.



**Рис. 4.** МЦД зависимости для энергии кванта 1,8 эВ, полученные при различных температурах, для структуры с дельта-легирующим слоем Fe. (Температура формирования буферного слоя GaAs равна 400 °С; температура формирования дельта-слоя Fe и покровного слоя GaAs равна 200 °С. Время нанесения дельта-слоя 35 с)

## Выводы

Таким образом, методом импульсного лазерного осаждения возможно формирование проводящих ферромагнитных GaAs-структур с дельта-легирующим слоем Fe и температурой Кюри 100–130 К.

## Финансирование

Исследование выполнено благодаря гранту Российского научного фонда № 24-22-00151, <https://rscf.ru/project/24-22-00151/>.

## Литература

1. N. T. Tu et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 192401.
2. P. N. Hai et al. // J. J. Appl. Phys. 2020. V. 59. P. 063002.
3. A. V. Kudrin et al. // J. App. Phys. 2017. V. 122. P. 183901.
4. A. V. Kudrin et al. // Semicond. Sci. Tech. 2020. V. 35. P. 125032.
5. A. V. Kudrin et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 2435.

# Магнитооптические петли гистерезиса вблизи равновесного и лазерно-индуцированного спин-переориентационного перехода в $\text{Fe}_3\text{VO}_6$

А. В. Кузикова<sup>1,\*</sup>, М. А. Просников<sup>1</sup>, С. Н. Барило<sup>2</sup>, А. М. Калашникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук, Минск, 220072, Беларусь

\*anna.kuzikova@mail.ioffe.ru

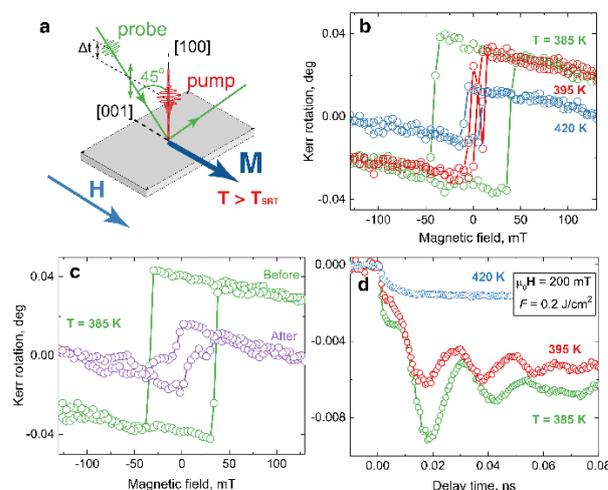
В работе проводится исследование магнитооптических петель гистерезиса вблизи равновесного и лазерно-индуцированного спин-переориентационного перехода в ферроборате  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$ . Для этого были измерены статические петли гистерезиса в диапазоне температур 385–420 К в геометрии меридионального магнитооптического эффекта Керра. Сравнив статические петли гистерезиса и петли после возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами, можно сделать вывод о возможности индуцировать сверхбыстрый СП-переход. Кроме этого, была впервые продемонстрирована сверхбыстрая лазерно-индуцированная прецессия намагниченности в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$ .

## Введение

Поиск эффективных методов управления магнитным состоянием вещества на фемтосекундных временах представляет большой интерес. С этой точки зрения перспективными являются спин-переориентационные (СП) переходы. СП-переходы – это изменение ориентации легкой оси намагничивания при изменении внешних параметров. Ранее было экспериментально показано, что СП-переход может быть индуцирован фемтосекундными лазерными импульсами и происходить за времена порядка нескольких пикосекунд в оксидах железа – редкоземельных ортоферритах. В этих материалах быстрое изменение анизотропии реализуется благодаря специфическому отклику редкоземельных ионов на лазерное возбуждение и вкладу их одноионной анизотропии в общую анизотропию кристалла [1, 2]. Однако недавно мы показали, что сверхбыстрый СП-переход может быть индуцирован лазерными импульсами и в оксиде железа без редкоземельных ионов – магнетите  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  [3]. В данном случае возможность индуцировать сверхбыстрый СП-переход связана с наличием близкого по температуре перехода Вервея, происходящего на временах порядка 1 пс и связанного с быстрой реакцией элетронной подсистемы на возбуждение. Поэтому остается открытым вопрос о возможности индуцировать сверхбыстрый СП-переход в материалах без редкоземельных ионов или близких структурно-электронных фазовых переходах.

## Образцы и методы

В качестве исследуемого материала были выбраны объемные монокристаллы ферробората  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$ , который является слабым ферромагнетиком с температурой Нееля  $T_N = 517$  К. При температурах вблизи  $T_{SR} = 415$  К в ферроборате наблюдается СП-переход [4], при котором ось легкой намагничивания меняет свое направление от [100] к [001]. В наших экспериментах был выбран образец с нормалью вдоль оси [100]. Таким образом, ниже  $T_{SR}$  намагниченность направлена из плоскости образца, а выше перехода лежит в плоскости. На рис. 1, а показана ориентация намагниченности в образце в высокотемпературной фазе –  $T > T_{SR}$ . Следует отметить, что природа возникновения СП-перехода в ферроборате остается невыясненной.



**Рис. 1.** Геометрия эксперимента. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  выведено из плоскости образца на 10 градусов. Ниже температуры перехода ось анизотропии направлена вдоль оси [100], в выше – вдоль [001] (а). Магнитооптические петли гистерезиса, измеренные при различных температурах ниже, вблизи и выше  $T_{SR}$  без возбуждения импульсами накачки (b). Лазерно-индуцированные магнитооптические петли гистерезиса, измеренные при задержке –10 пс (зеленая кривая) и 200 пс (фиолетовая кривая) между импульсами накачки и зондирования при  $T = 385$  К,  $F = 0,2$  Дж/см<sup>2</sup> (c). Вращение плоскости поляризации импульсов зондирования в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, полученные для трех температур при внешнем приложенном магнитном поле 200 мТ и плотности энергии накачки 0,2 Дж/см<sup>2</sup> (d)

Для демонстрации термически- и лазерно-индуцированного СП-перехода были исследованы магнитооптические петли гистерезиса в равновесном состоянии (рис. 1, b) и при разных временах задержки до и после возбуждения образцов фемтосекундными лазерными импульсами накачки (рис. 1, c). Измерения проводились в геометрии меридионального эффекта Керра (рис. 1, a) в диапазоне температур 385 – 420 К. Магнитооптические петли гистерезиса в наших экспериментах представляют собой вращение плоскости поляризации зондирующего импульса с длиной волны 515 нм в зависимости от внешнего магнитного поля в диапазоне от –130 до 130 мТ. Длина волны импульсов накачки составляла 1030 нм, длительность – 170 фс, частота повторения – 5 кГц.

Кроме того, исследовалась сверхбыстрая магнитная динамика в ферроборате в той же геометрии мерионального эффекта Керра (рис. 1, *a*) для того же диапазона температур методом накачки – зондирования. Вращение плоскости поляризации зондирующих импульсов в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования позволяет наблюдать динамику намагниченности (рис. 1, *d*). Измерения проводились при том же значении плотности энергии накачки  $F = 0,2$  Дж/см<sup>2</sup> и в поле  $\pm 200$  мТ. Для того, чтобы анализировать только магнитный сигнал, зависящий от знака поля, измерялось вращение плоскости поляризации от времени задержки между импульсами накачки и зондирования для двух знаков внешнего приложенного поля  $\pm 200$  мТ и вычли их друг из друга [3].

## Результаты

Исследование форм петель гистерезиса по температуре позволило определить температуру СП-перехода  $T_{SR} = 400$  К. Как видно из рис. 1, *c*, в присутствии возбуждения импульсом накачки, но при отрицательных временах задержки, форма петли такая же, как и при статических измерениях. Через 200 пс после возбуждения лазерным импульсом форма петли и величина магнитооптического эффекта меняются и соответствуют статическим петлям, наблюдаемым при температурах выше  $T_{SR}$  (рис. 1, *b*). Отсюда мы можем сделать вывод, что СП-переход возможно индуцировать фемтосекундным лазерным импульсом.

Выявив лазерно-индуцированный СП-переход, мы далее изучили связанную с ним динамику намагниченности. Из рис. 1, *d* видно, что для температур ниже температуры перехода во временных зависимостях поляризации импульсов зондирования наблюдаются осцилляции, которые указывают на наличие прецессии намагниченности, запускаемой импульсами накачки. Частота этих осцилляций для начальной температуры образца  $T = 385$  К равна 42 ГГц, что соответствует частоте ферромагнитной моды в  $Fe_3VO_6$  [4]. При температурах выше  $T_{SR}$  осцилляции отсутствуют. Таким образом, мы можем связать возбуждение прецессии с лазерно-индуцированным СП-переходом. Кроме того, намагниченность начинает прецессировать не сразу после возбуждения, а есть задержка после перекрытия, равная 8 пс для  $T = 385$  К.

Похожее поведение намагниченности при сверхбыстром СП-переходе было показано для редкоземельного ортоферрита  $ErFeO_3$  в работе [2]. Для случая ортоферрита предполагалось, что воздействие лазерного импульса и связанный с ним сверхбыстрый нагрев изменяют баланс между двумя вкладками в магнитную анизотропию, приводя к быстрой переориентации оси легкого намагничивания. Время задержки связывалось со временем, необходимым для изменения магнитного момента редкоземельного иона. Наблюдение аналогичной динамики в ферроборате также указывает на существование процесса с характерным временем порядка нескольких пикосекунд, ответственного за конечное время изменения магнитной анизотропии при СП-переходе.

## Выводы

Впервые была показана лазерно-индуцированная сверхбыстрая динамика в ферроборате  $Fe_3VO_6$ . С помощью измерения петель до и после лазерного возбуждения, а также лазерно-индуцированной динамики намагниченности, мы продемонстрировали возбуждение прецессии, индуцированной СП-переходом. Таким образом, мы показали возможность возбуждать сверхбыстрый СП-переход в материалах без редкоземельных ионов. Кроме того, выявленное характерное время возникновения лазерно-индуцированного СП-перехода открывает возможность для определения процессов, ответственных за него.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-72-00039, <https://rscf.ru/project/22-72-00039>).

## Литература

1. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev, T. Rasing // *Nature*. 2004. V. 429, no. 6994. P. 850–853.
2. J. A. De Jong, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, T. Rasing // *Physical Review B*. 2011. V. 84, no. 10. P. 104421.
3. A. V. Kuzikova, L. A. Shelukhin, F. M. Maksimov, A. I. Chernov, R. V. Pisarev, A. M. Kalashnikova // *Physical Review B*. 2023. V. 107, no. 2. P. 024413.
4. L. T. Tsybal, Y. B. Bazaliy, L. N. Bezmaternykh, A. Slawska-Waniewska, S. V. Vasiliev, N. Nedelko, ... and P. E. Wigen // *Physical Review B*. 2006. V. 74, no. 13. P. 1344.

# Обменное усиление магнитокалорического эффекта в структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик

М. А. Кузнецов<sup>1,\*</sup>, Е. А. Караштин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

\*KuznetsovM@ipmras.ru

В рамках теории Ландау о фазовых переходах второго рода рассчитан магнитокалорический эффект (МКЭ) в планарной структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик (ФМ/АФМ/ФМ), где АФМ-прослойка выступает в качестве твердотельного хладагента. На границах между ФМ и АФМ возникает обменное поле, нарушающее антиферромагнитный порядок в прослойке и, как следствие, приводящее к увеличению ее энтропии. Направление обменного поля (направление намагниченностей ФМ-слоев) можно изменять посредством приложения внешнего магнитного поля. Изотермическое изменение энтропии, вызванное изменением направления намагниченностей ФМ-слоев с перпендикулярного до продольного (относительно легкой оси АФМ) может достигать  $5 \cdot 10^5$  эрг  $K^{-1} cm^{-3}$  в структуре ФМ/MnF<sub>2</sub>/ФМ при приложении поля 10 кЭ. Продемонстрировано обменное усиление МКЭ в рассматриваемой системе по сравнению с отдельным АФМ-слоем. Полученные результаты могут оказаться полезными в технологии тонкопленочного охлаждения.

## Введение

Магнитокалорический эффект (МКЭ) был открыт более ста лет назад [1] и до сих пор вызывает значительный интерес в связи с возможностью его применения в высокоэффективных и экологичных холодильных машинах, работающих при комнатной температуре [2]. На сегодняшний день исследованы магнитокалорические характеристики огромного числа материалов, изотермическое изменение энтропии которых приближается к  $3,3 \cdot 10^6$  эрг  $K^{-1} cm^{-3}$  [3]. Однако такой МКЭ достигается при большом магнитном поле ( $\geq 20$  кЭ), приложение которого в реальных холодильных устройствах затруднительно.

Переход от объемных материалов к наноструктурированным [4, 5] позволяет существенно уменьшить величину прикладываемого поля, поэтому представляется интересным исследовать МКЭ в наноструктурах. Так, в работе [6] предложен механизм усиления МКЭ в тонкой парамагнитной пленке за счет обменной связи с соседними ферромагнитными (ФМ) слоями (т. н. термомагнитный переключатель Кюри [7–12]). Наряду с переключателем Кюри, постоянно возрастающий интерес вызывает плоскостная структура, в которой антиферромагнитная (АФМ) прослойка опосредует обменную связь между двумя прилегающими ФМ-слоями [13, 14].

В настоящей работе в рамках теории Ландау о фазовых переходах второго рода рассчитан МКЭ в структуре ФМ/АФМ/ФМ (рис. 1) в окрестности температуры Нееля  $T_N$  прослойки. На границах раздела ФМ и АФМ существует обменное поле, приводящее к проникновению ферромагнитной корреляции вглубь АФМ и, как следствие, к подавлению антиферромагнитного порядка. Вследствие сильной анизотропии АФМ-материалов степень подавления антиферромагнитного порядка будет зависеть от направления намагниченностей ФМ-слоев (направления обменного поля) относительно легкой оси АФМ. При перпендикулярном направлении (рис. 1, а) степень подавления антиферромагнитного порядка минимальна, а при параллельном (рис. 1, б) – максимальна. Прикладываемая внешнее магнитное поле ( $\leq 10$  кЭ), можно изменить направление намагниченностей ФМ-слоев с перпендикулярного до параллельного, что приведет к увеличению энтропии системы. Проведенные расчеты по-

казывают, что в структуре ФМ/MnF<sub>2</sub>/ФМ изотермическое изменение энтропии может достигать  $5 \cdot 10^5$  эрг  $K^{-1} cm^{-3}$ , что почти в 60 раз больше, чем в отдельном слое MnF<sub>2</sub> при той же величине внешнего поля. Последнее обстоятельство позволяет говорить об обменном усилении МКЭ в рассматриваемой системе.

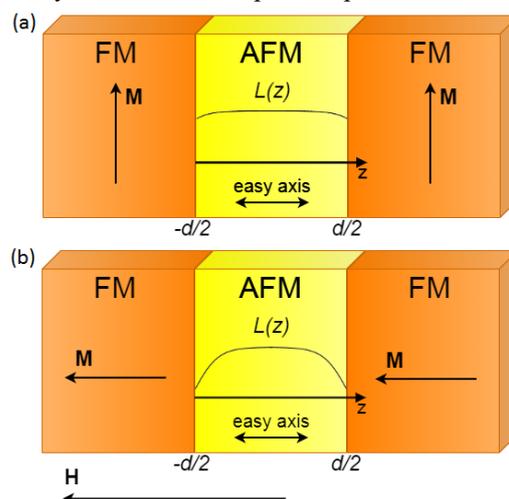


Рис. 1. Схематическое изображение структуры ФМ/АФМ/ФМ при перпендикулярном (а) и параллельном (б) направлении намагниченностей ФМ-слоев  $M$  относительно легкой оси АФМ. Сплошными линиями показаны профили парамагнетизма порядка  $L(z)$  в АФМ

## Результаты

Будем считать, что АФМ является скомпенсированным, т. е. имеющим нулевую намагниченность на поверхности в отсутствие ФМ-слоя. Пусть для определенности легкая ось АФМ направлена вдоль нормали к границе раздела (ось  $z$ ). Поверхностная плотность свободной энергии  $F$  рассматриваемой системы представляет собой сумму объемного  $F_V$  и поверхностного  $F_S$  вкладов. Эти вклады имеют следующий вид:

$$F_V = \int_{-d/2}^{d/2} \left( \frac{\gamma}{2} \left( \frac{dL}{dz} \right)^2 - \frac{\alpha\tau}{2} L^2 + \frac{\beta}{4} L^4 + \frac{K_a}{2} (L_x^2 + L_y^2) \right) dz,$$

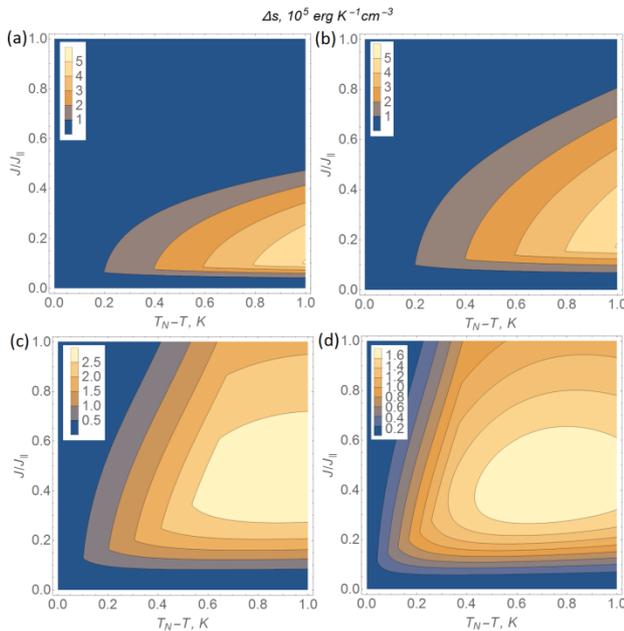
$$F_S \propto J^2 (\delta M^2 L^2 + \Delta (ML)^2) \Big|_{z=d/2} + J^2 (\delta M^2 L^2 + \Delta (ML)^2) \Big|_{z=-d/2}$$

где  $\mathbf{L} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$  – вектор Нееля (параметр порядка),  $\mathbf{m}_{1,2}$  – намагниченности подрешеток,  $\mathbf{H}$  – внешнее однородное магнитное поле,  $\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\Delta$  и  $\delta$  – положительные феноменологические постоянные,  $K_a > 0$  – постоянная магнитной анизотропии ( $z$  – легкая ось),  $\tau = (T_N - T)/T$ ,  $J$  – постоянная межслоевого обмена,  $\mathbf{M}$  – намагниченность ФМ-слоя. Мы не будем интересоваться эффектом подавления ферромагнитного порядка в ФМ из-за взаимодействия с АФМ, поэтому для простоты можно считать намагниченность  $\mathbf{M}$  однородной.

Дифференцируя свободную энергию по температуре, найдем объемную плотность энтропии АФМ:

$$s_{\perp(\parallel)} = -\frac{\alpha}{2T_N} \bar{L}_{\perp(\parallel)}^2,$$

где  $\bar{L}_{\perp(\parallel)}^2$  – средний по толщине АФМ квадрат параметра порядка, индекс  $\perp$  ( $\parallel$ ) обозначает перпендикулярную (параллельную) ориентацию намагниченностей ФМ-слоев относительно легкой оси АФМ. На рис. 2 изображены зависимости изотермического изменения энтропии  $\Delta s = s_{\parallel} - s_{\perp}$  от температуры  $T$  и величины межслоевого обмена  $J$  при различных толщинах АФМ-прослойки  $d$ . Мы видим, что наибольший МКЭ достигается для достаточно тонких ( $d \leq 7$  нм) прослоек, однако он довольно быстро уменьшается с ростом  $J$ . Для более толстых пленок ( $d \geq 15$  нм) МКЭ несколько меньше, но при этом медленнее уменьшается с ростом  $J$ .



**Рис. 2.** Зависимости изотермического изменения энтропии  $\Delta s$  от температуры  $T$  и постоянной межслоевого обмена  $J$  при  $d = 3$  нм (a),  $d = 7$  нм (b),  $d = 15$  нм (c) и  $d = 20$  нм (d) в структуре ФМ/MnF<sub>2</sub>/ФМ

## Выводы

В рамках теории Ландау о фазовых переходах второго рода рассчитан МКЭ (изотермическое изменение энтропии  $\Delta s$ ) для структуры ФМ/АФМ/ФМ, в которой ФМ-слои за счет эффекта магнитной близости нарушают антиферромагнитный порядок в АФМ-прослойке. Величина МКЭ для структуры ФМ/MnF<sub>2</sub>/ФМ может достигать  $5 \cdot 10^5$  эрг  $K^{-1} \text{cm}^{-3}$  в поле 10 кЭ, что сравнимо с МКЭ в ферромагнитном Gd при том же поле. Продемонстрировано выполнение соотношения Максвелла, связывающее  $\Delta s$  и производную по температуре от намагниченности ФМ-слоев, что позволяет определять МКЭ в рассматриваемой неоднородной структуре по магнитометрическим измерениям. Продемонстрировано обменное усиление МКЭ в рассматриваемой структуре по сравнению с отдельным АФМ-слоем.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00044.

## Литература

1. P. Weiss and A. Piccard // J. Phys. Theor. Appl. 1917. V. 7. P. 103.
2. N. R. Ram, M. Prakash, U. Naresh, et al. // J. Supercond. Nov. Magn. 2018. V. 31. P. 1971.
3. N. A. Zarkevich and V. I. Zverev // Crystals. 2020. V. 10(9). P. 815.
4. C. W. Miller, D. D. Belyea, and B. J. Kirby // J. Vac. Sci. Technol. A. 2014. V. 32. P. 040802.
5. D. Doblas, L. Moreno-Ramirez, V. Franco, et al. // Materials Design. 2017. V. 114. P. 214.
6. А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 10. С. 693.
7. S. N. Vdovichev, N. I. Polushkin, I. D. Rodionov, et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 014428.
8. M. A. Kuznetsov, I. Y. Pashenkin, N. I. Polushkin, et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 183904.
9. М. А. Кузнецов, А. Б. Дровосеков, А. А. Фраерман // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. С. 95.
10. А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 353.
11. M. Persson, M. M. Kulyk, A. F. Kravets, et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2023. V. 35. P. 075801.
12. M. Kulyk, M. Persson, D. Polishchuk, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2023. V. 56. P. 025002.
13. D. M. Polishchuk, Y. O. Tykhonenko-Polishchuk, Y. M. Lytvynenko, et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 227203.
14. D. M. Polishchuk, Y. O. Tykhonenko-Polishchuk, Y. M. Lytvynenko // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 224432.

# Особенности ансамблей магнитных наночастиц, полученных сочетанием методов электрического взрыва проволоки и механохимического синтеза

Г. В. Курляндская<sup>1,\*</sup>, Е. А. Бурбан<sup>1</sup>, Д. С. Незнахин<sup>1</sup>, Г. Ю. Мельников<sup>1</sup>, И. В. Бекетов<sup>2</sup>, А. В. Свалов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup>Институт электрофизики УрО РАН, ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620016

\*galinakurlyandskaya@urfu.ru

В настоящей работе методом электрического взрыва проволоки были синтезированы наночастицы инварного состава Fe – 64, Ni – 36% по массе. Микрочастицы Gd получали размолотом быстрозакаленной ленты Gd в шаровой мельнице. Приготовленные смеси наночастиц FeNi и микрочастиц гадолиния: FeNi + Gd (4 мас.%), FeNi + Gd (8 мас.%) и FeNi + Gd (30 мас.%) после механического размола в шаровой мельнице исследовали структурными и магнитными методами.

## Введение

Магнитные наночастицы (МНЧ), получаемые в виде больших партий, являются перспективными материалами для создания устройств «зеленой» энергетики и новых биотехнологий [1]. Перспективным направлением здесь может быть создание технологий получения наночастиц путем сочетания электрофизических и физических методов, к которым можно отнести электрический взрыв проволоки (ЭВП) [2] и механохимический синтез, проводимый в рамках технологии обработки в шаровых мельницах (ОШМ) [3]. Метод ЭВП в ряде случаев позволяет синтезировать ансамбли наночастиц, имеющих такой фазовый состав или сочетание фаз, получение которых невозможно методами химического синтеза. Механические воздействия посредством обработки в шаровой мельнице могут приводить к уменьшению среднего размера наночастиц, а также области когерентного рассеяния фаз, изменению фазового состава и увеличению уровня внутренних напряжений. В случае ОШМ смеси МНЧ и микрочастиц другого состава можно также получать нанокомпозиты типа «ядро-оболочка». Ранее структура, магнитные и магнитокалорические свойства были проанализированы для больших партий магнитных ЭВП наночастиц FeNi близкого к инварному состава [4], и был сделан вывод о достаточной их перспективности для использования в устройствах магнитного охлаждения. Кроме того, оценка особенностей магнитокалорического эффекта может быть интересна как метод аттестации больших партий МНЧ.

Цель настоящей работы – исследование структуры и магнитных свойств партий композитов, сформированных на основе ЭВП наночастиц FeNi и микрочастиц Gd, путем совместного размола в шаровой мельнице.

## Результаты

Микрочастицы гадолиния и оксида гадолиния были получены из быстрозакаленной ленты гадолиния путем многочасового размола в этиловом спирте. Магнитные наночастицы были получены методом ЭВП с использованием проволоки инварного состава Fe – 64, Ni – 36% по массе, диаметр проволоки – 0,25 мм (рис. 1). Аттестация образцов проводилась

методами рентгенофазового анализа (РФА), энергодисперсионной спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Магнитная аттестация осуществлялась с помощью СКВИД-магнитометра: измерялись петли магнитного гистерезиса и термомагнитные кривые. В исходном состоянии образцы FeNi были двуфазны: доля  $\gamma$ -фазы составляла примерно 90%, а доля  $\alpha$ -фазы составляла около 10% при среднем размере МНЧ около 35 нм по данным ПЭМ. Средний размер области когерентного рассеяния (ОКР) для частиц Gd после размола составил около 150 нм, но сами частицы представляли собой хлопья, размер которых сильно варьировался в пределах десятков микрон. Далее были приготовлены смеси FeNi инварного состава и микрочастиц гадолиния: FeNi + Gd (4 мас.%), FeNi + Gd (8 мас.%) и FeNi + Gd (30 мас.%).

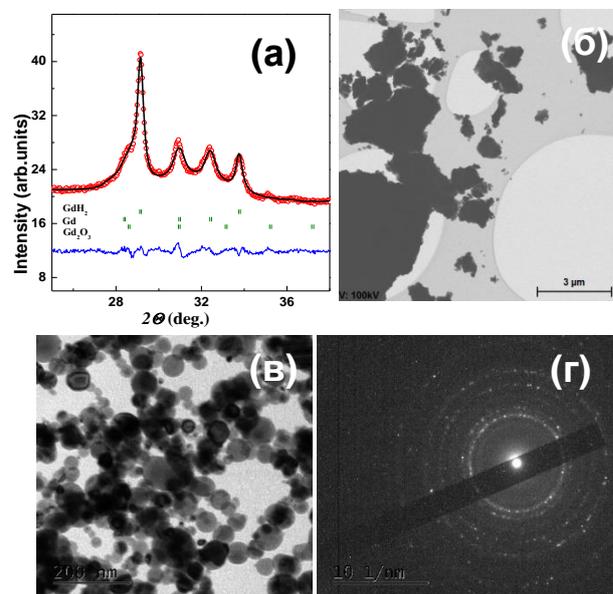
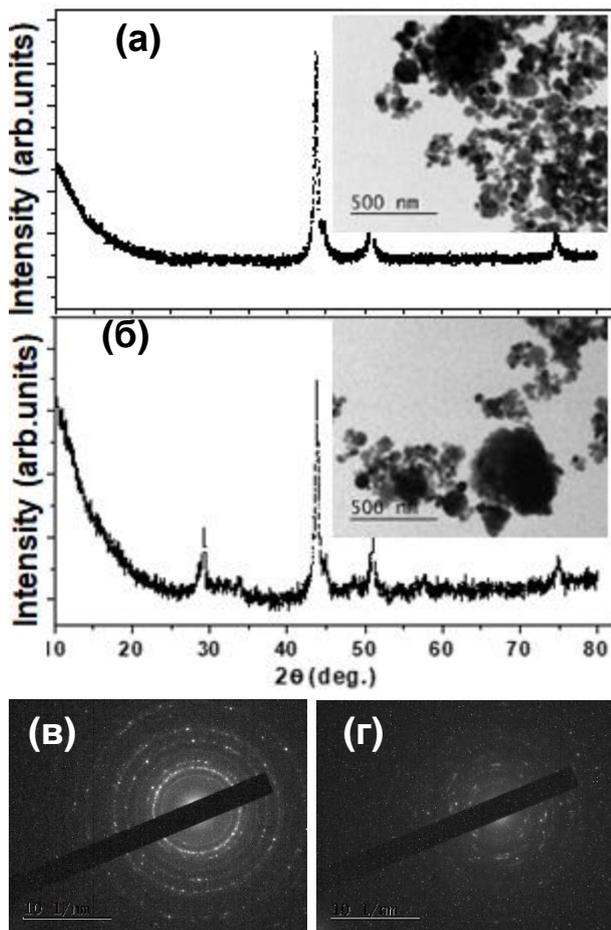


Рис. 1. РФА-спектр (а) и внешний вид (б) порошка Gd после размола в шаровой мельнице (10 часов). ПЭМ-изображение (в) и микродифракционная картина ПЭМ (г) порошка FeNi инварного состава до размола

Анализ кристаллической структуры композиционных образцов после размола в шаровой мельнице (рис. 2), температурных зависимостей намагниченности, измеренных по протоколу ZFC-FC, и петель гистерезиса, измеренных при разных температурах (рис. 3),

показывает, что в результате ОШМ-образования тройного сплава FeNi-Gd не произошло. В первом приближении образцы так и остались смесью порошков FeNi и Gd. О наличии металлического Gd свидетельствуют перегибы на кривых ZFC-FC вблизи температуры Кюри гадолиния (примерно 290 К), особенно заметные для образца с максимальным содержанием Gd. Возможно, энергетические параметры активации шаровой мельницы, использованные в наших экспериментах, оказались недостаточны для образования сплава FeNi-Gd, тем не менее полученные результаты не исключают возможности образования таких сплавов при увеличении плотности энергии в рабочем пространстве мельницы. Кроме того, с точки зрения магнетокалорического эффекта смесь порошков как рабочий материал, содержащий материалы со столь различными величинами температуры Кюри, может оказаться перспективной для увеличения относительной охлаждающей мощности.

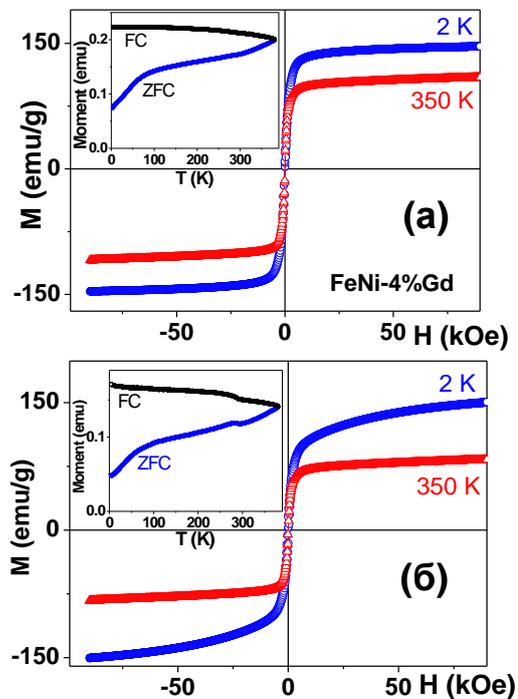


**Рис. 2.** РФА-спектры для смесей наночастиц FeNi + Gd (4 мас.%) (а) и FeNi + Gd (30 мас.%) (б), подвергнутых механической обработке в шаровой мельнице (10 часов). На вставках показаны соответствующие изображения ПЭМ. Микродифракционные картины ПЭМ для смесей наночастиц FeNi (4 мас.% Gd) (в) и FeNi + Gd (30 мас.%) (г)

### Выводы

Методом электрического взрыва проволоки были синтезированы МНЧ FeNi инварного состава. Микро-

частицы Gd были получены размолом ленты Gd в шаровой мельнице. Исследование структуры и магнитных свойств партий композитов, сформированных на основе наночастиц FeNi и микрочастиц Gd, путем совместного размола в шаровой мельнице показало, что хотя в использованных условиях в результате образования тройного сплава FeNi-Gd не произошло, предложенный подход может оказаться перспективным с точки зрения магнетокалорического эффекта.



**Рис. 3.** Петли гистерезиса, измеренные при температурах 2 К и 350 К, и температурные зависимости намагниченности, измеренные по протоколу ZFC-FC в поле 100 Э для смеси порошков FeNi и Gd, подвергнутой обработке в шаровой мельнице в течение 10 часов, при содержании Gd 4 мас.% (а) и 30 мас.% (б)

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>. Авторы выражают благодарность А. А. Юшкову и А. И. Медведеву за особую поддержку.

### Литература

1. S. A. M. Khawja Ansari, E. Ficiara, F. A. Ruffinatti, I. Stura, M. Argenziano, O. Abollino, R. Cavalli, C. Guiot, F. D'Agata // *Materials*. 2019. V. 12, no. 3. P. 465.
2. G. V. Kurlyandskaya, A. P. Safronov, S. M. Bhagat, S. E. Lofland, I. V. Beketov, L. Marcano Prieto // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 123917.
3. A. V. Svalov, A. V. Arkhipov, S. V. Andreev, D. S. Neznakhin, A. Larranaga, G. V. Kurlyandskaya // *Mater. Lett.* 2012. V. 284. P. 128921.
4. Г. В. Курляндская, А. В. Архипов, И. В. Бекетов и др. // *ФТТ*. 2023. Т. 65. С. 899–906.

# Подход к проектированию и оптимизации сенсора на основе магнитных туннельных переходов

М. Д. Лобкова<sup>1,\*</sup>, П. Н. Скирдков<sup>1,2</sup>, К. А. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, 30, стр. 1, Инновационный центр Сколково, Москва, 121205

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

\*m.shkanakina@nst.tech

В работе рассмотрен стек магнитного туннельного перехода с мягко закрепленным свободным слоем антиферромагнетиком, а также исследовано влияние величины туннельного магнетосопротивления, формы и константы обмена между антиферромагнетиком и свободным слоем на чувствительность магнитного туннельного перехода. При наибольшем значении магнетосопротивления и наименьшем поле насыщения наблюдается максимальная чувствительность МТП к внешнему магнитному полю.

## Введение

В настоящее время туннельные магниторезистивные сенсоры приобретают все большее значение в крупных отраслях промышленности, в частности в автомобильной индустрии. Сенсоры магнитного поля, основанные на эффектах анизотропного магнетосопротивления (АМП) [1, 2] и гигантского магнетосопротивления (ГМП) [3, 4], широко используются в качестве датчиков углового положения и датчиков контроля тока. Для такого рода применений необходимо обеспечить стабильность выходного сигнала сенсора без излишних помех, действующих на чувствительный элемент. Данное требование удовлетворяется за счет проектирования датчика в мостовой схеме Уитстона. Замена АМП и ГМП сенсоров на туннельные магниторезистивные (ТМР) датчики [5], основанные на магнитных туннельных переходах (МТП) [6–8], привела к повышению чувствительности сенсоров за счет эффекта туннельного магнетосопротивления, который достигает порядка 200%.

Сопротивление чувствительного элемента МТП изменяется под действием внешнего магнитного поля, благодаря чему сигнал магнитного поля преобразуется в электрический. Диапазон детектирования внешнего магнитного поля определяется линейностью кривой магнетосопротивления МТП, а для достижения такой характеристики используют дизайн МТП с мягко закрепленным свободным слоем антиферромагнетиком, который также обеспечивает околонулевую ширину петли гистерезиса. В данной работе предложен подход к проектированию чувствительного элемента сенсора на основе МТП и представлено аналитическое исследование влияния формы, туннельного магнетосопротивления и константы обмена между антиферромагнетиком и свободным слоем на чувствительность МТП.

## Модель и результаты

Чувствительность магнитного туннельного перехода определяется как

$$S = 100\% \frac{dR}{dH} \frac{1}{R_0} \%/\text{Э}, \quad (1)$$

где  $R_0$  – сопротивление в нулевом внешнем магнитном поле,  $dR/dH$  – нелинейная функция.

Для детального анализа зависимости чувствительности МТП от формы, туннельного магнетосопротивления и константы обмена между свободным

слоем и антиферромагнетиком необходимо вывести зависимость сопротивления МТП от внешнего магнитного поля  $R(H)$  аналитически.

Запишем энергию системы, действующую на намагниченность свободного слоя:

$$m = \{ \cos(\varphi) \sin(\theta) ; \sin(\varphi) \sin(\theta) ; \cos(\theta) \} :$$

$$E = E_U + E_Z + E_{sh}, \quad (2)$$

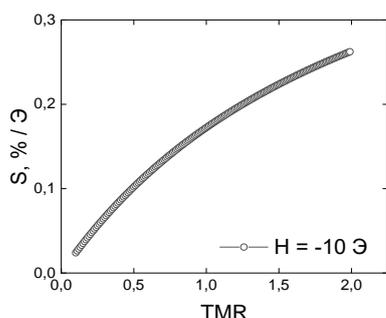
где  $E_U$  – энергия одноосной анизотропии, записанная в сферических координатах  $E = -K \sin^2(\varphi) \sin^2(\theta)$ , где  $k$  – константа обмена между антиферромагнетиком и свободным слоем, а  $\varphi$ ,  $\theta$  – соответственно полярный и азимутальный углы намагниченности. В данном случае одноосная анизотропия направлена перпендикулярно направлению поляризатора, тем самым симулируя закрепление свободного слоя. Энергия Зеемана записывается как  $E_Z = -M_s H \cos(\varphi) \sin(\theta)$ , где  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $H$  – величина внешнего магнитного поля. Следует учесть энергию анизотропии формы, которая имеет вид  $E_{sh} = 4\pi M_s^2 / 2 (N_x \sin^2(\theta) \cos^2(\varphi) + N_y \sin^2(\theta) \sin^2(\varphi) + N_z \cos^2(\theta))$ , где  $N_k$  – размагничивающие факторы.

Найдем состояние равновесия намагниченности, которое определяется условием:  $\frac{\delta E}{\delta \varphi} = \frac{\delta E}{\delta \theta} = 0$ . Подставив вариационную производную энергии (2), получим, что  $\theta = \pi/2$  и  $\cos(\varphi) = H/H_{sat}$ , где поле насыщения  $H_{sat} = -4\pi M_s (N_y - N_x) + K_y$ . Устойчивость решений можно проверить с помощью определителя вторых производных матрицы Гессе, который дает достаточное условие минимума энергии.

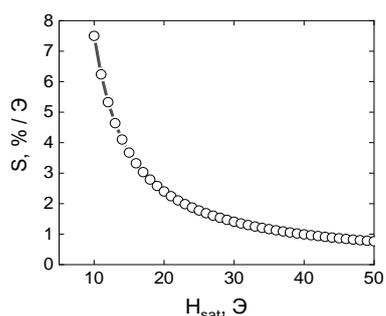
Сопротивление МТП в нулевом магнитном поле определяется анизотропией формы и константой обмена между свободным слоем и антиферромагнетиком. Следует отметить, что зависимость сопротивления МТП от направления намагниченности свободного слоя относительно поляризатора можно выразить через проводимость [9] МТП. Исходя из этого, проведем дифференцирование сопротивления по внешнему магнитному полю  $dR/dH$ , тогда получим чувствительность МТП:

$$S = - \frac{TMR(TMR + 2)H_{sat}}{(H_{sat}(2 + TMR) + H \cdot TMR)^2} 100\%. \quad (3)$$

С увеличением туннельного магнетосопротивления наблюдается рост чувствительности МТП к внешнему магнитному полю (рис. 1).



**Рис. 1.** Зависимость чувствительности МТП от величины туннельного магнетосопротивления. Величина поля насыщения составляет  $H_{sat} = 200$  Э, а внешнего магнитного поля  $H = -10$  Э



**Рис. 2.** Зависимость чувствительности МТП от величины поля насыщения. Туннельное магнетосопротивление составляет 1,5, а величина внешнего магнитного поля  $H = -10$  Э

При увеличении поля насыщения чувствительность МТП снижается (рис. 2). Поле насыщения включает в себя сумму поля обмена и поля анизотропии формы, которые взаимно компенсируемы. В связи с этим форма МТП может быть как вытянутой, так

и круглой, которая позволит при фиксируемом поле обмена изменять величину поля насыщения.

## Выводы

Таким образом, чувствительность МТП к внешнему магнитному полю повышается, когда поле насыщения минимально, а туннельное магнетосопротивление структуры максимально. Следует отметить, что при технологическом процессе константа обмена между антиферромагнетиком и свободным слоем постоянна, поэтому контролировать величину поля насыщения возможно формой МТП, то есть изготавливая образец более вытянутым.

## Литература

1. M. J. Caruso, L. S. Withanawasam // *Sensors Expo Proceedings*. 1999. V. 477. P. 39.
2. P. Ripka, M. Janosek // *IEEE Sensors journal*-2010. V. 10, no. 6. P. 1108–1116.
3. C. Reig, S. Cardoso, S. C. // *Smart Sensors, Measurement and Instrumentation*. 2013. V. 6, no. 1. P. 1–301.
4. M. D. Cubells-Beltrán et al. // *Sensors*. 2016. V. 16, no. 6. P. 939.
5. C. Ye, Y. Wang, Y. Tao // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2018. V. 68, no. 7. P. 2594–2601.
6. S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant // *Nature materials*-2004. V. 3(12). P. 862–867.
7. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki. // *Nature materials*-2004. V. 3(12). P. 868–871.
8. J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong. // *Physical review letters*-1995. V. 74(16). P. 3273.
9. J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*-1996. V. 159. P. 1–2.

# Влияние спин-орбитального взаимодействия на эффект спинового кулоновского увлечения

И. И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 603087  
lyapilin@imp.uran.ru

В работе рассмотрено влияние калибровочного («сопутствующего») спин-зависимого электрического поля и силы, индуцируемых динамикой намагниченности проводящих неоднородных магнитных структур на транспортные явления. Показано, что явления переноса, связанные с проявлением спин-зависимого электрического поля, приводят к эффекту спинового кулоновского увлечения носителей. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы усиливает рассмотренный эффект.

## Введение

Пространственно-временное изменение намагниченности  $\vec{M}(\vec{r}, t)$  индуцирует дополнительные (калибровочные) спин-зависящие электромагнитные поля  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  [1], которые связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости. Поля  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  генерируют спин-движущую силу  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$ , аналогичную силе Лоренца, концепция которой обсуждалась как для немагнитных материалов в условиях неоднородных магнитных полей, так и для ферромагнетиков. Благодаря силе  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$  реализуется передача энергии между подсистемами проводящих и локализованных электронов. Проявление спин-движущей силы является универсальным явлением в магнитном металле [2, 3].

В отличие от обычных электромагнитных полей, спиновые поля  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  кардинальным образом влияют на кинетику электронов проводимости. В поле  $\vec{B}_s(\vec{r}, t)$  сила  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$  отклоняет носители заряда, в зависимости от ориентации спина ( $s = \uparrow, \downarrow$ ), в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение и спиновый ток  $\vec{J}_s$ . Поле  $\vec{E}_s(\vec{r}, t)$  приводит к дрейфу электронов со спинами ( $s = \uparrow, \downarrow$ ) в противоположных направлениях, индуцируя спин-поляризованный ток [3].

## Результаты

Смещения носителей, обусловленные действием спиновой силы  $\vec{F}_s(\vec{r}, t)$ , приводят к тому, что дрейфовые скорости электронов  $\vec{v}(s)$  в спиновых подсистемах становятся разными:  $\vec{v}(\uparrow) \neq \vec{v}(\downarrow)$ . Тем самым реализуются условия, при которых становятся возможными проявления эффектов, связанных с взаимодействием между носителями заряда в различных спиновых ( $s = \uparrow, \downarrow$ ) подсистемах. Одним из возможных взаимодействий является электрон-электронное (кулоновское) рассеяние электронов. При низких температурах электрон-электронные ( $e-e$ ) взаимодействия играют ведущую роль в различных явлениях. Однако как величину, так и влияние ( $e-e$ ) взаимодействия на кинетические свойства кристаллов трудно измерить. Одним из методов, который доказал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно в результате кулоновского взаимодействия, является эффект кулоновского увлечения носителей заряда. В основе эффекта увлечения лежит

межслойное кулоновское взаимодействие электронов проводимости, разделенных диэлектриком [4].

Формирование двух спиновых подсистем электронов проводимости ( $s = \uparrow, \downarrow$ ), обусловленных действием спиновых электромагнитных полей, приводит к реализации спинового кулоновского увлечения электронов проводимости [5]. Сохраняя полный импульс системы в целом,  $e-e$  взаимодействие перераспределяет его между носителями заряда в спиновых ( $\uparrow$  или  $\downarrow$ ) каналах, при котором «быстрые» электроны могут разгонять медленные и, наоборот, замедляться ими, придавая общему электронному потоку в конечном итоге некоторую среднюю величину импульса. Проведенный анализ показал, что при наличии спинового электрического поля электрон-электронное рассеяние приводит к изменению частоты электрон-примесных столкновений. Величина

$$\Omega = \omega_{(ei)} \omega_{(ee)} / (\omega_{(ei)} + \omega_{(ee)})$$

представляет собой обратное время релаксации электронного импульса из-за рассеяния на примесных центрах  $\omega_{(ei)}$  и кулоновского рассеяния электронов  $\omega_{(ee)}$ . В случае выполнения неравенства  $\omega_{(ei)} \gg \omega_{(ee)}$  приобретенный электронами импульс релаксирует в процессах электрон-электронного рассеяния. Это приводит к выравниванию дрейфовых скоростей электронов в спиновых каналах, что в конечном итоге должно приводить к уменьшению спинового тока. При выполнении обратного неравенства утечка электронного импульса происходит медленнее и основной вклад в эффект определяется, как правило, механизмом электрон-примесного (упругого) рассеяния носителей заряда, находящихся в различных спиновых каналах. Доминирование того или иного механизма рассеяния и их влияние на спиновый эффект увлечения может быть найдено из температурной зависимости проводимости (сопротивления).

Спин-зависящие электромагнитные поля малы по величине, хотя и наблюдаемы экспериментально. Они связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости и детектируются при измерении спинового тока. Вполне уместен вопрос о поиске взаимодействий, выступающих в качестве «усилителей» эффектов, обусловленных действием спин-движущей силы. В качестве одного из возможных «усилителей» может выступить спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). Оно возникает при нарушении структурной инверсионной симметрии. Наличие СОВ и дополнительного магнитного поля, как и прецессия спина, индуциро-

ванная этим взаимодействием, влияет на формирование спин-движущей силы, которая при этом может быть значительно усилена. Эксперименты с тонкими ферромагнитными слоями с сильной структурной инверсионной асимметрией показали наличие больших эффективных магнитных полей, в которых динамика намагничивания может индуцировать большой спиновый ток, который является ответственным за транспортные явления.

Если пространственная неоднородность структуры (называемая параметром Рашбы) обусловлена резким изменением ее вблизи границ (например, гетеропереход в полупроводнике), то такая асимметрия носит название структурной. В этом случае в СОВ доминирует вклад, называемый вкладом СОВ Рашбы (1960), который имеет вид

$$H_R = \alpha(\sigma_x p_y - \sigma_y p_x),$$

$\alpha(t)$  – параметр Рашбы, величина которого при изменении внешнего электрического поля может меняться в пределах 50%. Если кристалл не имеет центра инверсии, то СОВ имеет иной вид, называемый взаимодействием Дрессельхауза (1955). Обычно присутствуют оба вида СОВ.

В качестве возможного «усилителя» эффекта спинового кулоновского увлечения мы рассмотрели СОВ Рашбы и показали, что учет этого взаимодействия (возможность временного варьирования пара-

метра Рашбы) оказывает существенное влияние на величину рассмотренного эффекта спинового кулоновского увлечения.

## Выводы

Эффекты, обусловленные спиновыми электромагнитными полями, малы, хотя и наблюдаемы экспериментально. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы выступает как возможный «усилитель» эффекта спинового кулоновского увлечения.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема «Спин», № 122021000036-3).

## Литература

1. G. E. Volovik // J. Phys. C. 1987. V. 20. P. L83–L87.
2. S. E. Barnes, S. Maekawa // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 9. P. 246601.
3. G. Tataru // Phys. E: Low-dimensional Syst. Nanostruct. 2019. V. 106. P. 208–238.
4. A. G. Rojo // J. Phys. Condens. Matter. 1999. V. 11. P. R31–R52.
5. I. I. Lyapilin // FMM. 2023. V. 124. P. 795–800.

# Управление функциональными характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoPt

Е. И. Малышева\*, М. В. Веды, П. Б. Демина, М. В. Дорохин, А. В. Здравейцев, Н. В. Байдусь

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950  
\*malysheva@phys.unn.ru

Сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды на основе гетероструктур InGaAs/GaAs и ферромагнитных контактов, представляющих собой сплав CoPt<sub>x</sub>, где состав варьировался в пределах (1 ≤ x ≤ 2,5). Показано, что варьирование состава ферромагнитного контакта обеспечивает управление видом магнитополовой зависимости степени циркулярной поляризации электролюминесцентного излучения. Управление осуществляется за счет модуляции магнитных характеристик пленок при варьировании состава. Полученный результат показывает возможность контроля с помощью магнитного поля переключения намагниченности контактов спинового светоизлучающего диода, что представляется полезным с практической точки зрения.

## Введение

Спиновые светоизлучающие диоды (ССИД) на основе полупроводниковых гетероструктур A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> с ферромагнитным (ФМ) металлическим инжектором – это один из базовых элементов спинтроники. К настоящему моменту функции ССИ реализованы при комнатной температуре в целой серии работ, например, [1, 2]. Для дальнейшего развития, связанного с их интеграцией в существующие или новые интегральные оптоэлектронные схемы, необходимо управление такими важными функциональными характеристиками ССИД как остаточная поляризация (поляризация в нулевом магнитном поле в результате остаточной намагниченности инжектора) и магнитное поле переключения (из состояния с циркулярной поляризацией по правому кругу в состояние с циркулярной поляризацией по левому кругу и обратно). Управление этими характеристиками достигается путем модуляции свойств ферромагнитного инжектора. В инжекторах на основе сплавов CoPt<sub>x</sub>, рассмотренных в работах [2, 3], состав *x* может варьироваться в широких пределах, при этом варьируются и указанные выше параметры петли гистерезиса.

## Результаты

В настоящей работе рассмотрены спиновые светоизлучающие диоды с инжектором на основе сплавов CoPt<sub>x</sub>, где состав варьировался в пределах (1 ≤ x ≤ 2,5). Полупроводниковая часть диодов, представляющая собой гетероструктуру с квантовой ямой In<sub>0,18</sub>Ga<sub>0,82</sub>As/GaAs, была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках *n*-GaAs. На поверхность сформированных структур методом электронно-лучевого испарения осаждались тонкий (1 нм) слой диэлектрика – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – и металлическая пленка CoPt<sub>x</sub>. Таким образом, формировался контакт Шоттки на основе системы ферромагнитный металл/туннельно-тонкий диэлектрик/полупроводник. Формирование металлического контакта осуществлялось путем поочередного нанесения слоев Co и Pt с варьруемой толщиной. Технологически контакт представлял собой многослойную структуру [Co(*a*)/Pt(*b*)]10, где *a* и *b* – толщины каждого слоя в нанометрах. Состав слоя задавался путем установки технологических значений толщины *x* = *b/a*, общая

толщина пленки составила (*a* + *b*) • 10 нм. Для исследований магнитооптических эффектов на сформированных пленках использовали полированную поверхность подложки полуизолирующего GaAs. Схема образцов для исследования представлена на рис. 1, *a*. Всего было сформировано четыре образца с разным составом: образец 1 (*a* = 2, *b* = 5); образец 2 (*a* = 3, *b* = 5); образец 3 (*a* = 4, *b* = 5) и образец 4 (*a* = 4, *b* = 4). Состав подбирался в соответствии с ранее полученными результатами, показавшими наличие в пленках с таким составом перпендикулярной магнитной анизотропии [3], что является необходимым условием для получения циркулярно-поляризованной ЭЛ [1].

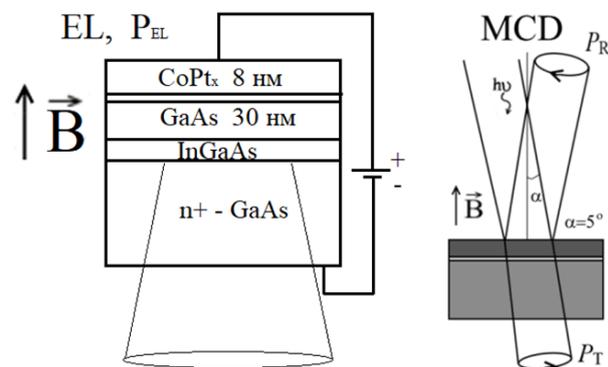


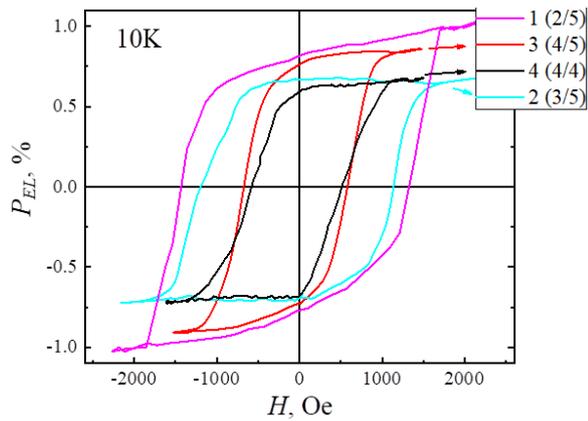
Рис. 1. Геометрия измерений степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ) (*a*); геометрия измерений степени циркулярной поляризации света, прошедшего через слой CoPt<sub>x</sub> (PT), и света, отраженного от поверхности при близком к нормальному падении (PR) (*б*)

Значения степени циркулярной поляризации для всех геометрий рассчитывались по формуле

$$P_{EL(T,R)} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где  $P_{EL(T,R)}$  – степень поляризации ЭЛ, прошедшего или отраженного излучения в процентах,  $I(\sigma^+)$  и  $I(\sigma^-)$  – интенсивности  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризованного излучения.

При введении диодов во внешнее магнитное поле в геометрии, показанной на рис. 1, *a*, электролюминесцентное излучение становится частично циркулярно-поляризованным. Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля для исследованных образцов показаны на рис. 2.

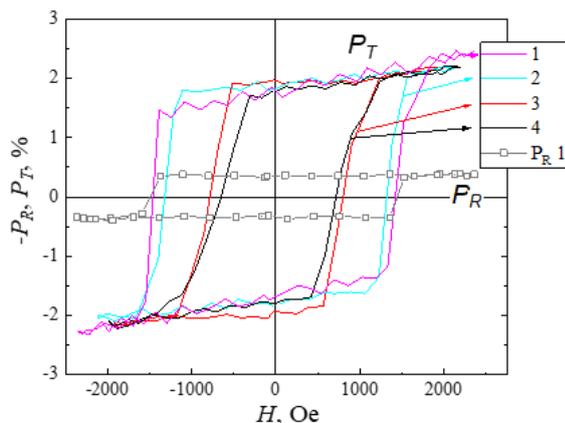


**Рис. 2.** Магнитооптические зависимости  $P_{EL}$ , измеренные при температуре 10 К и токе диода 10 мА. Номер образца указан на графике (в скобках приведены значения состава)

Все зависимости  $P_{EL}$  описывают петлю гистерезиса с выходом в насыщение в полях до 550–1300 Э. Вид зависимостей  $P_{EL}(H)$  определяется магнитооптическими зависимостями намагниченности исследованных слоев  $CoPt_x$ , что наглядно демонстрирует подобие петель гистерезиса циркулярной поляризации ЭЛ ( $P_{EL}(H)$ ) и поляризации света  $P_T(H)$ , прошедшего через магнитный слой (зависимости  $P_T(H)$  представлены на рис. 3). Для обоих случаев величина коэрцитивного поля ( $H_c$ ), а также магнитного поля насыщения ( $H_s$ ) зависят от выбранного состава (табл. 1). Минимальные значения  $H_c$  и  $H_s$  получены для образца с наибольшей толщиной слоя  $Co$  ( $a = 4$ ), варьирование содержания  $Pt$  незначительно сказывается на этих параметрах. По мере уменьшения толщины  $Co$  значения  $H_c$  и  $H_s$  монотонно повышаются до 1300 и 1700 Э соответственно.

**Таблица 1.** Значения величины коэрцитивного поля ( $H_c$ ) и магнитного поля насыщения ( $H_s$ )

№	Состав (a/b)	$H_c$ , Э	$H_s$ , Э
1	2/5	1350	1700
2	3/5	1150	1650
3	4/5	570	1150
4	4/4	500	1100



**Рис. 3.** Магнитооптические зависимости степени циркулярной поляризации пропускания ( $P_T$ -линии) и отражения ( $P_R$ -точки), измеренные при температуре 10 К. Номер образца для каждой кривой указан на графике

## Выводы

Таким образом, варьирование толщины слоев  $Co$  в многослойной структуре позволяет эффективно управлять параметрами перемагничивания и задавать магнитные поля переключения циркулярной поляризации. Величина степени поляризации ЭЛ при насыщении намагниченности ( $P_{ELS}$ ) немонотонно зависит от толщины  $Co$  и меняется от образца к образцу в диапазоне 0,6–1%. В отличие от  $P_{ELS}$  поляризация света при пропускании излучения через пленку  $P_{TS}$  слабо меняется от образца к образцу (рис. 3) и составляет  $\sim 2\%$  для всех образцов. Совпадение значений степени циркулярной поляризации света, прошедшего через  $CoPt_x$ , свидетельствует о подобии магнитной структуры, поскольку степень взаимодействия магнитных моментов с прошедшим излучением для всех образцов одинакова. Спиновая релаксация на границе раздела также не может существенно различаться, в силу близости свойств гетерограниц для всех пленок. Наличие в пленке неоднородностей структуры и состава создает в приповерхностной области дополнительное встроенное магнитное поле, имеющее компоненты в направлении, перпендикулярном нормали пленки. Вследствие прецессии носителей в этом встроенном магнитном поле по мере их переноса к активной области изменяется среднее значение спиновой поляризации и, как следствие, степень циркулярной поляризации ЭЛ. Величина встроенного магнитного поля и, соответственно, итоговое регистрируемое значение  $P_{EL}$  зависят от плотности магнитных неоднородностей. Предположительно, именно этот параметр и изменяется при варьировании толщин слоев многослойной структуры, что определяет модуляцию значения  $P_{EL}$  от образца к образцу.

Предполагается, что механизмом, обеспечивающим управление параметрами петли гистерезиса, является изменение константы магнитной анизотропии; механизмом, обеспечивающим изменение  $P_{EL}$ , является спиновая прецессия во встроенном магнитном поле неоднородной магнитной пленки.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 21-79-20186.

## Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. P. R179–R203.
2. М. В. Дорохин, М. В. Веды, П. Б. Демина, А. В. Здоровейшев, А. В. Кудрин // ФТТ. 2017. Т. 59, вып. 11. С. 2135–2141.
3. M. V. Dorokhin, A. V. Zdrovovshchev, M. P. Temiryazeva, A. G. Temiryazev // Journal of Alloys and Compounds. 2022. V. 926. P. 166956.

# Нелинейные режимы распространения спиновых волн в волноводах с одномерным массивом отверстий

А. А. Мартышкин\*, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012  
\*aamartyshkin@gmail.com

В работе рассмотрена пространственно-частотная селекция спин-волнового сигнала в системе магнитных микроволноводов, разделенных между собой одномерным массивом отверстий. С помощью численных и экспериментальных методов показаны линейные и нелинейные режимы распространения спиновых волн. Показан механизм управления частотным диапазоном зон непропускания спин-волнового сигнала. Предложенная система волноводов может быть использована в качестве функционального элемента в планарных топологиях магнитных сетей и устройств параллельной обработки сигналов на их основе.

## Введение

Интенсивное развитие технологий структурирования магнитных пленок позволило широко использовать микро- и наноструктуры для создания магнитных логических устройств, передающих сигналы, закодированные в амплитуде и/или фазе спиновых волн [1]. По аналогии с интегральными схемами, основанными на комплементарной структуре металл-оксид-полупроводник (КМОП), устройства, основанные на магнитных принципах, могут быть соединены между собой магнитными волноводами, образуя магнитную вычислительную сеть. Затухание спиновых волн (СВ) представляет собой критическое препятствие для создания магнитных сетей, поскольку ограничивает пространственную протяженность масштаба, сравнимыми или меньшими длинами распространения СВ. Миниатюризация магнитных устройств является следствием ограничения масштабируемости магнитных схем. Использование пленок железиттриевого граната (ЖИГ), в которых СВ могут распространяться на расстояния до нескольких миллиметров, является шагом к преодолению ограничений масштабируемости. Однако однонаправленная передача сигналов в поперечно-ограниченных магнитных волноводах является препятствием для миниатюризации, что заставляет искать новые концепции устройств. Примером преодоления ограничений является создание устройств с управляемой передачей спин-волновых сигналов на основе структурированных магнитных пленок путем изменения геометрических параметров магнитных структур [2].

Целью данной работы является исследование режимов линейного и нелинейного распространения СВ в системе магнитных латеральных полосок, разделенных одномерным массивом отверстий.

## Результаты

Магнитные полоски, представленные на рис. 1, образуют латерально расположенные волноводы шириной  $w_1 = w_2 = 200$  мкм. Массив отверстий, разделяющий волноводы, представляет собой одномерную периодическую последовательность цилиндрических антиточек диаметром  $h_1 = 75$  мкм с периодом  $2h_1$ .

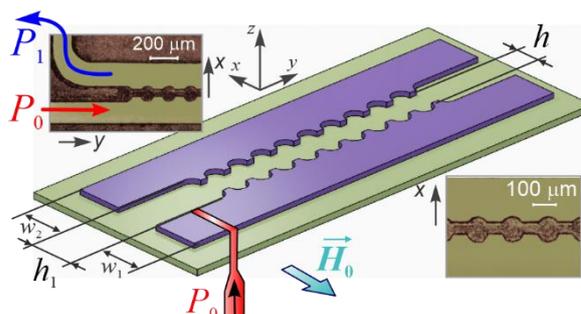


Рис. 1. Схематическое изображение латеральных микроволноводов, соединенных одномерным массивом отверстий

Методом микромагнитного моделирования продемонстрированы линейные и нелинейные режимы пространственно-частотной селекции СВ. Радиофизическим методом с помощью векторного анализатора цепей получены S-параметры в линейном и нелинейном режимах передачи спин-волнового сигнала. Показана возможность управления частотной полосой непрохождения сигналов в случае нелинейного распространения СВ.

## Выводы

С помощью численных и экспериментальных методов показано, что магнитная волноведущая структура, объединяющая в себе идеи магнитного кристалла и латеральных микроволноводов, обеспечивает возможность управления спин-волновым транспортом при линейных и нелинейных режимах распространения. Предложенная структура с периодическим массивом отверстий может быть использована для создания управляемых спин-волновых демультиплекторов, делителей мощности и ответвителей СВЧ-сигнала.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

## Литература

1. V. E. Demidov, S. Urazhdin, et al. // JAP. 2020. V. 127. P. 170901.
2. A. A. Martyshkin, S. A. Odintsov, et al. // JETP Letters. 2019. V. 110. P. 533.

# Управляемые лазерным излучением режимы распространения спин-волнового сигнала в латеральных ЖИГ микроволноводах с ортогональным элементом

Р. В. Маслий\*, А. Б. Хутиева, А. В. Садовников

СГУ  
\*romamaslij5@gmail.com

В данной работе мы исследуем влияние управляемой лазерным излучением величины дипольной связи на реализацию переноса спин-волнового сигнала в латеральном и вертикальном направлениях в системе ортогональных микроволноводов. В работе показана возможность создания делителя сигнала и логического вентиля с управляемой задержкой выходного сигнала.

## Введение

Перенос магнитного момента или спина электрона вместо переноса заряда открывает новые возможности использования квантов спин-волновых возбуждений – магнонов – для разработки методов и подходов обработки, передачи и хранения сигналов, закодированных в виде амплитуды и фазы спиновых волн (СВ) в микроволновом и терагерцевом диапазоне. При этом длины возбуждаемых СВ составляют величины от сотен микрон до десятков нанометров и могут меняться под действием различных факторов: величины и направления поля подмагничивания, путем варьирования типа и величины анизотропии магнитного материала, путем облучения поверхности магнитных пленок сфокусированным лазерным излучением.

В настоящей работе были исследованы режимы распространения СВ в массивах микроволноводов, образованных двумя слоями ЖИГ. Исследованы механизмы, приводящие к формированию различных «паттернов», образованных спин-волновым сигналом при его распространении в системе продольно-перерегулярных тонкопленочных магнонных микроволноводов, расположенных в каждом слое структуры.

## Образцы и методы

Микромагнитное моделирование [1] проводилось для системы латерально и вертикально связанных ферритовых микроволноводов (рис. 1) [2–3] из пленки железоиттриевого граната, расположенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). Микроволноводы выполнены в виде удлиненных полосок, в длину  $L = 6$  мм, в ширину  $b = 300$  мкм и толщиной  $c = 10$  мкм, образующие структуру, которая состоит из двух волноводов, расположенных с зазорами в горизонтальной плоскости, и одного волновода, расположенного перпендикулярно над ними. Намагниченность насыщения ЖИГ составляла 139 Гс, а величина внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси  $y$ , составляла 1200 Э. Численное исследование проводилось на частоте 5,2 ГГц. Эта конфигурация намагничивания обеспечивала эффективное возбуждение поверхностных спиновых волн. Связанные ферритовые структуры расширяют функциональные возможности СВЧ-устройств благодаря дополнительному управляющему параметру – связи между СВ-

волнами, распространяющимися в отдельных ферромагнитных пленках.

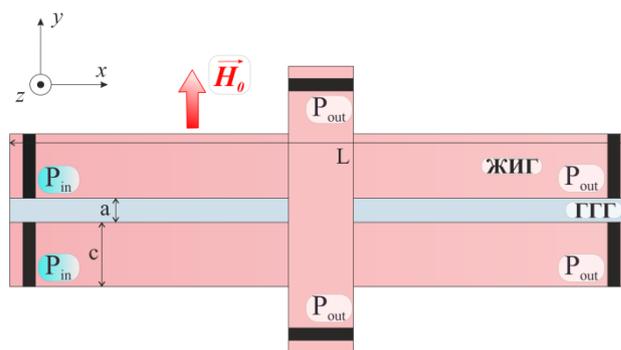


Рис. 1. Схематическое изображение решетки микроволноводов:  $a$  – горизонтальный зазор;  $c$  – ширина;  $L$  – длина микроволноводов;  $P_{in}$  и  $P_{out}$  – микрополосковые антенны для возбуждения и приема СВ соответственно.

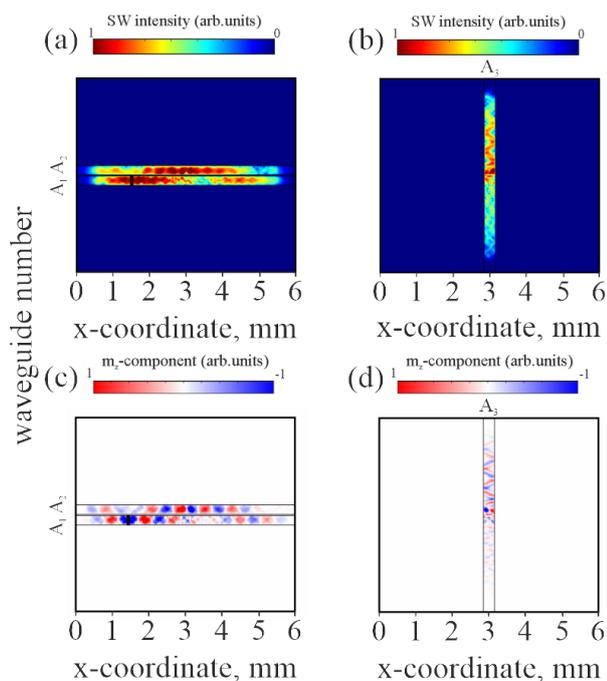
## Результаты

Была исследована динамика распространения латерально и вертикально связанных ЖИГ микроволноводов при помощи построения карт пространственного распределения величины динамической намагниченности и интенсивности СВ. При этом под интенсивностью СВ понимается величина, равная

$$I(x, y) = \sqrt{m_x^2(x, y) + m_z^2(x, y)}.$$

В случае, когда величина латерального зазора составляет 20 мкм и вертикального зазора 10 мкм, можно наблюдать, что при перекачке в верхний волновод  $A_3$  образуются две и три моды, далее по нему идет волна с меньшей длиной. На рис. 2 изображена стационарная картина установления волнового процесса, при котором происходит распространение как в соседний микроволновод внутри одного слоя, так и в вертикальном направлении. Отметим, что верхний волновод почти не влияет на длину волны и ее распространение, во входной и выходной областях центральных каналов  $A_{1,2}$  длина СВ составляет величину 750 мкм, но влияет на интенсивность СВ [4].

При возбуждении двух мод, не меняя параметры структуры, можно наблюдать схожесть поведения распространения СВ на рис. 2. При перекачке в верхний слой образуется дополнительная мода, но группируется в одну волну с длиной, которая меньше волны до перекачки. Так же можно увидеть, что



**Рис. 2.** Пространственное распределение интенсивности СВ (*a, b*), где градациями цвета закодирована интенсивность СВ  $I(x, y)$  на частоте 5,2 ГГц; *c, d* – карты пространственного распределения компоненты  $m_z$  динамической намагниченности для СВ, распространяющихся в решетке микроволноводов, где величины латерального и вертикального зазоров составляют 20 и 10 мкм соответственно

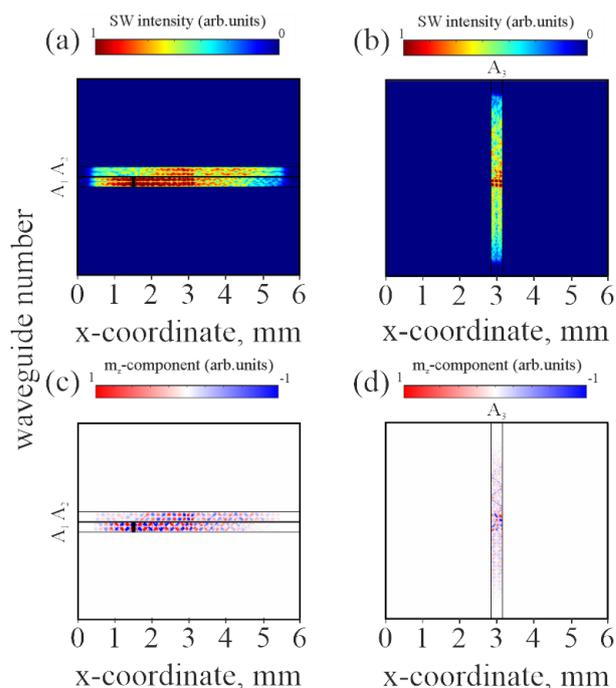
волна после прохождения  $A_3$  не перекачивается в  $A_1$ , как, например, это было в случае возбуждения одной моды, но при этом в правой части длина волны и количество мод остаются неизменными (рис. 3).

### Выводы

В ходе работы было проведено исследование двойного управления характеристиками СВ в решетке ЖИГ микроволноводов при реализации одновременно латерального и вертикального типа связи.

Проведено исследование особенностей процессов формирования пучков СВ для структуры связанных магнитных волноводов.

Выявлены особенности распространения и механизмы изменения пространственного распределения



**Рис. 3.** Пространственное распределение интенсивности СВ (*a, b*); *c, d* – карты пространственного распределения компоненты  $m_z$  динамической намагниченности для СВ, распространяющихся в двухслойной структуре, где величина вертикального зазора составляет 10 мкм

профиля спин-волнового пучка при совместном проявлении эффектов анизотропного распространения сигнала, дипольной связи и нелинейной зависимости параметров среды от мощности.

### Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 20-79-10191.

### Литература

1. G. Gubbiotti et al. // Phys. Rev. Appl. **15**, 014061 (2021).
2. A. K. Ganguly et al. // J. Appl. Phys. **45**, 4665 (1974).
3. H. Puzkarski // Surf. S. Rep. **20**, 45 (1994).
4. A. V. Sadovnikov et al. // Appl. Phys. Lett. **107**, 202405 (2015).

# Исследование $Gd_2BaNiO_5$ в сверхсильном магнитном поле

А. И. Быков<sup>1</sup>, Е. А. Бычкова<sup>1</sup>, А. Н. Васильев<sup>3</sup>, П. Ю. Катенков<sup>1</sup>, А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Платонов<sup>1,2</sup>, Е. А. Попова<sup>4</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1,2</sup>, С. В. Стрельцов<sup>5</sup>, И. С. Стрелков<sup>1</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,2</sup>, Ф. В. Темников<sup>5</sup>, А. В. Филиппов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, ул. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607188

<sup>2</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл., 607186

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ул. Колмогорова, 1, Москва, 119991

<sup>4</sup>Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, 11, Москва, 101000

<sup>5</sup>Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219

\*maslov@ntc.vniief.ru

В работе впервые проведено исследование намагниченности  $Gd_2BaNiO_5$  в сверхсильном магнитном поле до 300 Тл при начальной температуре  $T = 5$  К. Эксперименты проводились с использованием взрывомагнитного генератора МК-1. Наблюдался плавный выход на плато намагниченности в полях около 70 Тл, который, по-видимому, связан с насыщением магнитного момента подсистемы гадолиния, а затем плавное увеличение намагниченности в поле выше 100 Тл, определяемое ростом намагниченности в халдейновских цепочках, образованных ионами никеля.

## Введение

В квантовых цепочках целочисленных спинов  $S = 1$  (цепочки Халдейна) возникает синглетное состояние со спиновой щелью  $\Delta = 0,41J$ , где  $J$  – константа антиферромагнитного (АФМ) взаимодействия между ближайшими соседями (если предполагается, что другие взаимодействия отсутствуют) [1, 2]. Эта особенность определяет магнитные свойства халдейновских систем. В частности, кривая намагничивания изолированной цепочки спинов  $S = 1$  при нулевой температуре содержит три характерных участка: в магнитных полях ниже  $H_{C1} = \Delta$  магнитный момент остается равным нулю, затем происходит монотонный рост намагниченности в интервале полей от  $H_{C1}$  до  $H_{C2} = 4J$ , выше которого цепочка находится в ферромагнитной (ФМ) фазе [3].

В реальных кристаллических системах спиновые цепочки не являются полностью изолированными, т. е. межцепочечное взаимодействие  $J_{\perp}$  остается конечным. Приблизиться к пределу  $J_{\perp}/J \rightarrow 0$  можно в случае больших значений  $J$ , как, например, в  $Y_2BaNiO_5$  ( $J \approx 260$  К) [4]. Однако в этом случае исследования магнитной фазовой диаграммы требуют использования сверхсильных магнитных полей.

Соединение  $Gd_2BaNiO_5$  содержит две магнитные подсистемы: почти изолированные цепочки Ni-O с очень сильным взаимодействием ближайших соседей и деформированные треугольные слои  $Gd^{3+}$ , с антиферромагнитным (АФМ) взаимодействием ближайших ионов гадолиния [5]. Взаимодействие этих подсистем приводит к сложному поведению в сильных магнитных полях.

## Экспериментальная методика

Измерения намагниченности проводились на взрывном полигоне РФЯЦ – ВНИИЭФ. В качестве источника магнитного поля использовался магнитокумулятивный генератор МК-1 [4] с пиковым значением магнитной индукции  $\sim 550$  Тл. Форма импульса магнитного поля показана на рис. 1. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат, разработанный с учетом специфики работы ге-

нератора МК-1. Для регистрации производной магнитной индукции использовался набор одновитковых индукционных датчиков с различной чувствительностью, что позволило измерить индукцию магнитного поля с точностью 5% во всем диапазоне работы генератора.

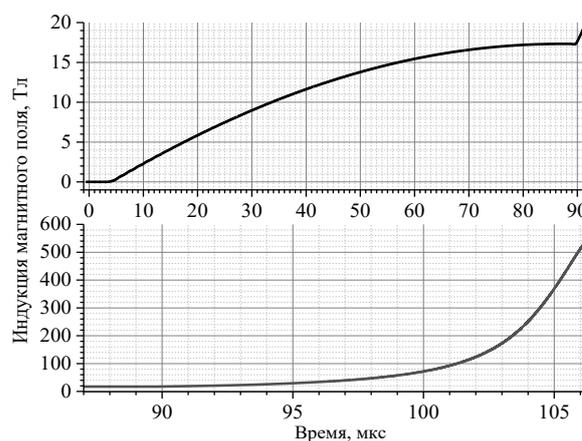


Рис. 1. Зависимость индукции магнитного поля генератора МК-1 от времени: начальная часть импульса (верхний график) и усиленное магнитное поле (нижний график)

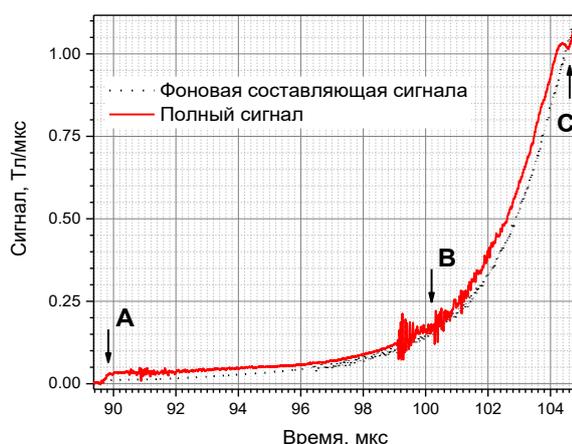
Измерение производной намагниченности порошковых образцов  $Gd_2BaNiO_5$  осуществлялось компенсационным методом [5]. Датчик состоял из двух одинаковых катушек со встречной намоткой по отношению к внешнему магнитному полю. Такой способ намотки позволяет значительно снизить суммарное электрическое напряжение между витками датчика, возникающее из-за больших скоростей изменения магнитного поля на последней стадии работы генератора.

## Результаты

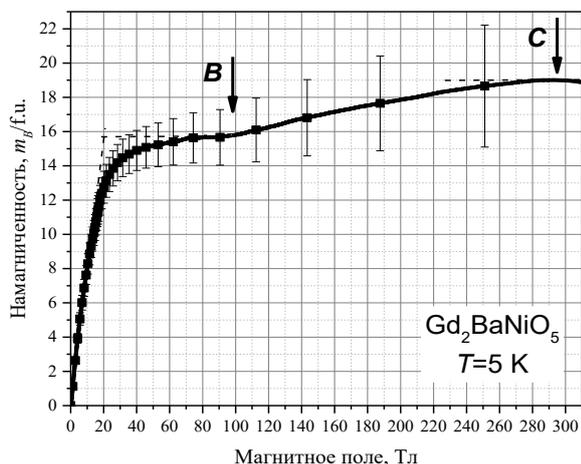
На рис. 2 показана зависимость производной намагниченности  $Gd_2BaNiO_5$  от времени. Сигнал, возникающий в компенсационных катушках, состоит из «полезной» части и сигнала раскомпенсации катушек (фоновая составляющая), которая пропорциональна производной магнитного поля по времени. Точка А на графике отвечает переходу к сжатию маг-

нитного потока, т. е. резкому увеличению скорости нарастания магнитного поля.

Кривая намагничивания соединения в области сверхсильных магнитных полей, полученная в результате обработки экспериментальных осциллограмм, показана на рис. 3. Начальная часть кривой намагниченности хорошо согласуется с измерениями в постоянном магнитном поле до 15 Тл [6]. Следует отметить, что в сильном магнитном поле абсолютная погрешность измерения намагниченности быстро увеличивается, что связано прежде всего с неопределенностью оценки фонового сигнала (небольшие изменения в фоновом сигнале приводят к большой ошибке в области максимальных магнитных полей). Видно, что в области около 80 Тл намагниченность выходит на плато, что связано в основном с переходом подрешеток гадолиния в насыщенное состояние.



**Рис. 2.** Сигналы компенсационного датчика и фоновый сигнал (индукционный датчик) в области усиленного поля (см. текст)



**Рис. 3.** Кривая намагничивания  $Gd_2BaNiO_5$  в сверхсильном магнитном поле. Точки В и С соответствуют обозначениям на рис. 2

В точке В на графике рис. 2 и 3 видно, что намагниченность снова начинает возрастать, что можно связать с преодолением халдейновской щели в цепочках никеля, и, наконец, точку С можно было бы интерпретировать как выход на плато в результате перехода цепочки в ФМ-состояние. Однако следует отметить, что теоретическая оценка константы обменного взаимодействия в цепочках никеля для  $Gd_2BaNiO_5$  составляет около 270 К, что дает оценку критического поля  $H_{C2}$ , значительно превышающую 300 Тл (без учета взаимодействия с ионами гадолиния).

## Выводы

В результате проведенных экспериментов построена кривая намагничивания порошковых образцов  $Gd_2BaNiO_5$ . В магнитном поле около 80 Тл наблюдается выход на плато, связанный с переходом ионов гадолиния в ФМ-фазу, а в поле около 100 Тл – перегиб в результате преодоления спиновой щели в халдейновских цепочках никеля. Предположительный переход цепочки в ФМ-фазу составляет около 300 Тл, однако из-за высокой неопределенности по абсолютному значению намагниченности в сильном поле необходимы дополнительные исследования для достоверной фиксации ФМ-состояния цепочки.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях». Е. А. Попова выполняла работу при поддержке центра фундаментальных исследований НИУ ВШЭ по проекту ТЗ-15 «Нанoeлектроника низкоразмерных систем».

## Литература

1. F. D. M. Haldane // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1153.
2. I. Affleck, T. Kennedy, E. H. Lieb and H. Tasaki // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 799.
3. F. H. L. Essler and I. Affleck. Arxiv: cond-mat /0410487v1, 2004.
4. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей. Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ. 2015, 224 с.
5. Yu. B. Kudasov // Physica B. 2001. V. 294–295. P. 684. 1988.
6. E. A. Popova, R. Klingeler, N. Tristan, B. Büchner and A. N. Vasiliev // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 174402.

# Функциональные низкогистерезисные ГМР-сверхрешетки CoFeNi/CuIn

М. А. Мильяев\*, И. А. Найданов, В. В. Проглядо, В. В. Устинов

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\*milyaev@imp.uran.ru

В работе рассмотрены особенности структуры, микроструктуры и магнорезистивных свойств сверхрешеток на основе ферромагнитных сплавов  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6$  и  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  и немагнитных сплавов  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  ( $x = 4-5$  ат.%). Установлено, что в сверхрешетках формируются кристаллиты малых размеров (~20 нм) и межслойные границы с малой шероховатостью. Показано, что благодаря оптимизации многослойной структуры гистерезис магнитосопротивления сверхрешеток может быть уменьшен до единиц эрстед, а поля магнитного насыщения – до значений 70–100 Э.

## Введение

Магнитные сверхрешетки с гигантским магнорезистивным (ГМР) эффектом относятся к многослойным наноматериалам с конкурирующими взаимодействиями. Наиболее сильно конкуренция проявляется в сверхрешетках с малыми полями магнитного насыщения ( $H_s$ ). Уменьшение поля магнитного насыщения в ГМР-сверхрешетках может быть получено за счет ослабления межслойного антиферромагнитного (АФМ) обменного взаимодействия и усиления взаимодействия магнитных моментов слоев с магнитным полем, что достигается путем изменения толщины немагнитных и ферромагнитных (ФМ) слоев соответственно. Важно отметить, что для каждой композиции сверхрешетки поле магнитного насыщения без существенного изменения магнитосопротивления (МС) может быть уменьшено только до некоторого минимального значения ( $H_{\min}$ ). Дальнейшее понижение поля насыщения будет сопровождаться значительным уменьшением МС, что обусловлено переходом от исходного АФМ-упорядочения к упорядочению, близкому к ферромагнитному. Вблизи указанного перехода сверхрешетки характеризуются малыми полями магнитного насыщения, высоким магнитосопротивлением и обладают наибольшей чувствительностью к магнитному полю, но при этом их свойства проявляют высокую чувствительность к малым изменениям толщины слоев и числу ферромагнитных слоев.

Поле магнитного насыщения может быть уменьшено за счет выбора типа ферромагнитного материала. В работе [1] на примере сверхрешеток на основе меди и богатых кобальтом тройных сплавов CoFeNi показано, что в сравнении с системой  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$  поле насыщения при сохранении высокого магнитосопротивления может быть уменьшено более чем в 2 раза за счет выбора сплава вблизи состава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ . В работе [2] было предложено использовать в ГМР-сверхрешетках в качестве немагнитных спейсеров сплавы  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$ . В частности, было показано, что в сверхрешетках  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  наблюдается значительное уменьшение размеров кристаллитов и более чем пятикратное уменьшение гистерезиса магнитосопротивления при увеличении концентрации индия в немагнитном сплаве до 5 ат.%. Продолжение начатых нами в работе [2] исследований показало, что в сверхрешетках CoFeNi/CuIn можно получить не только слабый гистерезис, но и малые поля магнит-

ного насыщения, а также ряд других характеристик, важных для их практического применения. Основные особенности сверхрешеток CoFeNi/CuIn обсуждены ниже.

Образцы сверхрешеток на основе сплавов  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  и ферромагнетиков  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6$  и  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$  получены методом магнетронного напыления на установке ULVAC MPS 4000-C6. Базовое давление остаточных газов в камере составляло  $5 \cdot 10^{-7}$  Па. Осаждение проводилось на стеклянные подложки (Corning) с буферными слоями Ta(3–5 нм)/ $\text{Ni}_{48}\text{Fe}_{12}\text{Cr}_{40}$ (3–5 нм), обеспечивающими формирование в сверхрешетках ГЦК структуры и острой текстуры <111>. Для изучения микроструктуры использовался АСМ микроскоп Solver Next (NT-MDT).

## Результаты

1. При повышении концентрации индия в сплаве CuIn до 4 ат.% период осцилляций межслойного обменного взаимодействия типа РККИ уменьшается. Смещение оптимальной толщины спейсеров, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму, составляет величину около 0,2 нм в сравнении с аналогичными сверхрешетками на основе меди.

2. Размер кристаллитов в сверхрешетках CoFeNi/ $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  уменьшается с увеличением содержания индия и при  $x = 4$  ат.% составляет величину порядка 20 нм (рис. 1). Известно, что с уменьшением размеров зерна ферромагнитного материала уменьшается также и гистерезис [3]. Минимальный полученный гистерезис, измеренный на полувысоте магнорезистивной кривой, составил 2–5 Э.

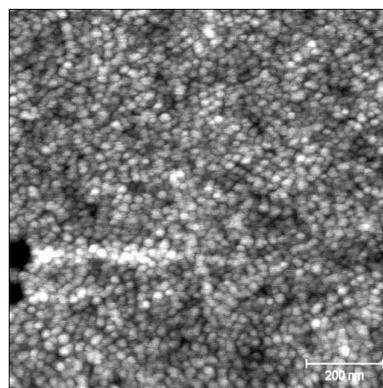


Рис. 1. АСМ изображение поверхности сверхрешетки  $[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(2 \text{ нм})/\text{Cu}_{96}\text{In}_4(2,1 \text{ нм})]_5/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(2,1 \text{ нм})$

3. Оптимальное число бислоев, при котором наблюдается максимальное МС, зависит от толщины ФМ-слоев, причем чем толще ФМ-слои, тем меньше оптимальное число бислоев. Изменение магниторезистивной кривой в сверхрешетке с фиксированным числом пар слоев при увеличении толщины ферромагнитных слоев показано на рис. 2. При использовании ФМ-сплава  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6$  максимальное магнитосопротивление получено при  $t_{\text{FM}} = 1,7$  нм. При дальнейшем увеличении толщины ФМ-слоев происходит резкое уменьшение величины МС. Для данной композиции сверхрешеток оптимальное поле магнитного насыщения составляет  $H_{\text{min}} \approx 130$  Э.

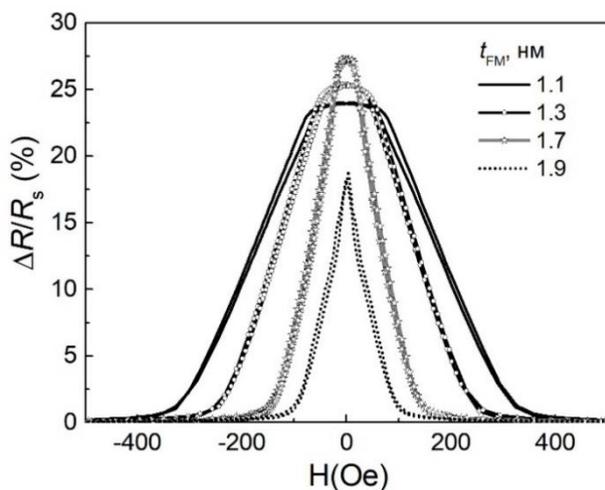


Рис. 2. Магниторезистивные кривые сверхрешеток  $[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(t_{\text{FM}})/\text{Cu}_{96}\text{In}_4(2 \text{ нм})]_7$

4. Важным следствием применения в сверхрешетках в качестве спейсеров сплавов  $\text{CuIn}$  является уменьшение шероховатости межслойных границ. На рис. 3 видно, что в сверхрешетке со слоями  $\text{CuIn}$  кесиговские осцилляции с малым периодом, характеризующие шероховатость границ, являются значительно более выраженными в сравнении с осцилляциями, наблюдаемыми для аналогичной сверхрешетки, но содержащей слой меди. В случае формирования глад-

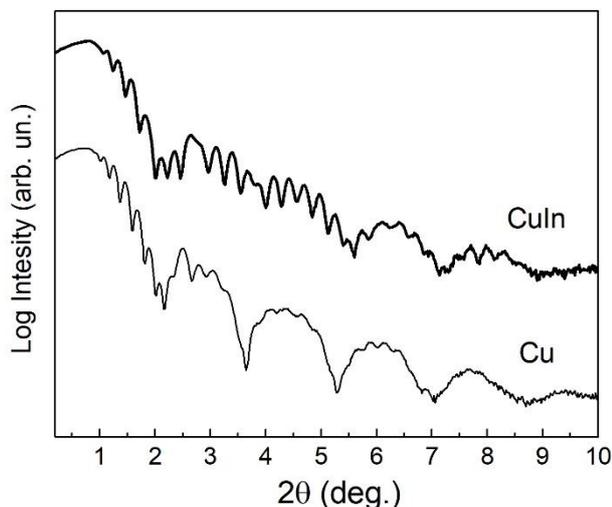


Рис. 3. Рентгеновские рефлектограммы для сверхрешеток:  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$  и  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96}\text{In}_4$

ких интерфейсов уменьшается влияние на процессы перемагничивания неелевского магнитостатического взаимодействия, благодаря чему толщина ФМ-слоев в сверхрешетке дополнительно может быть увеличена, а поле магнитного насыщения уменьшено.

5. Наименьшие поля насыщения  $H_s = 70\text{--}100$  Э (рис. 4(1)) были получены в сверхрешетках на основе сплавов  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  с  $x = 4\text{--}5$  ат.% и ФМ-сплава  $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ , при использовании которого ранее [1, 2] в сверхрешетках наблюдалось сочетание высокого МС и слабого гистерезиса. Применение концентраторов магнитного потока к оптимизированной сверхрешетке с малыми полями насыщения позволило сжать магниторезистивную кривую до области магнитного поля менее 10 Э и повысить магниторезистивную чувствительность до 6 %/Э (рис. 4(2)).

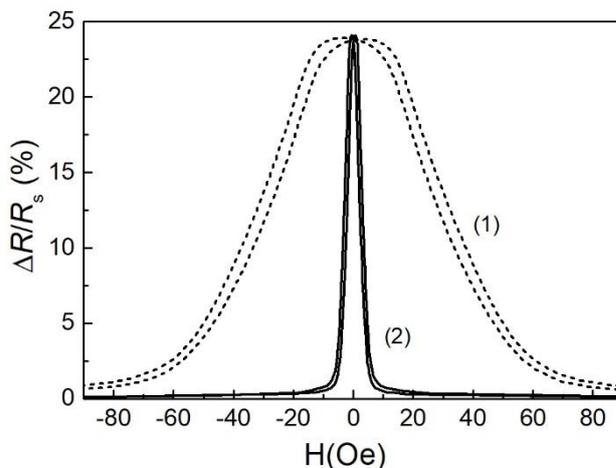


Рис. 4. Магниторезистивная кривая сверхрешетки (1)  $[\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2 \text{ нм})/\text{Cu}_{95,3}\text{In}_{4,7}(2,1 \text{ нм})]_6/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}(2 \text{ нм})$ ; 2 – кривая, полученная при использовании массивного концентратора магнитного потока на основе пермаллоя

## Выводы

Использование в сверхрешетках тройных сплавов  $\text{CoFeNi}$ , богатых кобальтом, совместно со сплавами  $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$  ( $x = 4\text{--}5$  ат.%) и проведение оптимизации композиции многослойной структуры позволяет получать ГМР-материалы, сочетающие высокое магнитосопротивление, слабый гистерезис и низкие поля магнитного насыщения. ГМР-материалы с указанными свойствами могут быть использованы для разработки различных магниточувствительных устройств.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки (тема «СПИН», № 122021000036-3).

## Литература

1. М. А. Мильяев, Н. С. Банникова, et al. // Journal of Alloys and Compounds. 2021. V. 854. P. 157171.
2. М. А. Мильяев, Л. И. Наумова, et al. // Journal of Alloys and Compounds. 2022. V. 917. P. 165512.
3. H. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 1653.

# Антиферромагнитная спинтроника: управление обменным смещением на границе ферро-антиферромагнетик с помощью спинового тока

Р. Б. Моргунов<sup>1,2,\*</sup>, М. В. Бахметьев<sup>1,2</sup>, А. И. Чернов<sup>2,3</sup>, А. Б. Хутиева<sup>4</sup>,  
А. В. Садовников<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, 142432

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково, 143025

<sup>3</sup>Центр фотоники и двумерных материалов, МФТИ, Долгопрудный, 14170

<sup>4</sup>Лаборатория метаматериалов, Саратовский государственный университет, Саратов, 410012

\*spintronics2022@yandex.ru

В работе обсуждается влияние электрического тока на обменное смещение и асимметрию амплитуд стоксовой и анти-стоксовой линий в спектрах манделъштам – бриллюэновского рассеяния света в гетероструктурах NiFe/IrMn.

## Введение

Влияние электрического тока на ориентацию спинов в антиферромагнетиках имеет чрезвычайно важное значение в антиферромагнитной спинтронике [1, 2]. Ферромагнитный слой, напыленный на антиферромагнетик, может выполнять роль индикатора магнитных состояний в антиферромагнетике и делает возможным использование стандартных методов исследования магнитных свойств гетероструктур, несмотря на слабую намагниченность антиферромагнетика [2, 3]. В [4] было обнаружено, что в структурах NiFe/IrMn пропускание тока в плоскости пленки изменяет направление вектора обменного смещения и одноосной анизотропии. Это ведет к изменению эффекта Холла и анизотропного магнитосопротивления. Было установлено, что физическая природа этого эффекта связана с изменением вектора обменного смещения при передаче магнитного момента от электронов проводимости к ионам кристаллической решетки в антиферромагнитной области вблизи интерфейса. Этот эффект становится возможным благодаря спин-орбитальному взаимодействию, и он известен в литературе как Spin-Transfer Torque STT. В работе [4] изменение направления поля обменного смещения и соответствующей одноосной анизотропии было обнаружено путем измерения сопротивления Холла и анизотропного магнитосопротивления. Целью нашей работы было исследование спин-волновых процессов в гетероструктурах NiFe/IrMn в условиях протекания электрического тока, изменяющего ориентацию оси одноосной анизотропии и поле обменного смещения.

## Результаты

В работе использовали сплошной образец Ta(5 нм)/NiFe(10 нм)/IrMn(10 нм)/Ta(5 нм) площадью  $3 \times 3$  мм и паттернированный образец с «крестом Холла» с такими же толщинами слоев. Спектры спиновых волн манделъштам – бриллюэновской спектроскопии исследованы в конфигурации отраженного потока света Деймона – Эшбаха при комнатной температуре во внешнем магнитном поле до 4 кЭ. Внешнее магнитное поле  $H$  лежало в плоскости образца и было перпендикулярно плоскости падения света. Сначала был записан спектр BLS в магнитном поле

$H = +3$  кЭ при нулевом электрическом токе (рис. 1, кривая 1).

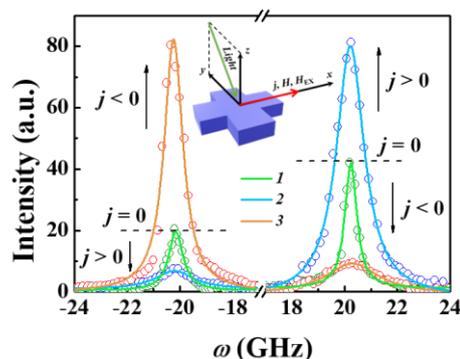


Рис. 1. Спектры BLS при нулевом токе (1), при токе  $j = +0,35 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> (2), направленном вдоль внешнего поля +3 кЭ, при токе  $j = -0,35 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> (3), направленном против поля. На врезке представлена взаимная ориентация векторов плотности тока  $j$ , внешнего поля  $H$  и поля обменного смещения  $H_{ex}$  для случая  $j > 0$ . Стрелками показаны направления изменения амплитуды при протекании тока. Пунктирными горизонтальными линиями показаны амплитуды в образце без протекания тока

При приложении электрического тока  $j = +0,35 \times 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> в конфигурации, когда ток, поле и намагниченность коллинеарны (см. врезку на рис. 1), амплитуда стоксовой линии увеличивается, а амплитуда антистоксовой линии снижается (рис. 1, кривая 2). Частота максимума  $\sim 21$  ГГц при этом не меняется. Напротив, изменение направления тока на обратное  $j = -0,35 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup> увеличивает амплитуду антистоксовой линии и уменьшает амплитуду стоксовой линии (рис. 1, кривая 3). Таким образом, намагниченность, вызванная электрическим током и перемагничиванием слоев антиферромагнетика, близких к интерфейсу под действием SOT, перераспределяет асимметрию стоксовых и антистоксовых линий.

Полученные результаты могут быть объяснены следующим образом. При пропускании электрического тока происходит спиновая поляризация носителей заряда в ферромагнитном слое, а затем эти носители заряда попадают в антиферромагнитный слой в область интерфейса, прилежащую к ферромагнетику. Далее электроны проводимости в этой области с по-

мощью спин-орбитального взаимодействия передают свой вращательный момент локализованным электронам, принадлежащим ионам кристаллической решетки ферромагнетика. Намагничивание интерфейсного слоя антиферромагнетика ведет к изменению направления поля обменного смещения и оси одноосной анизотропии. В результате перераспределения ориентации намагниченности на интерфейсе и изменения обменного смещения распространение спиновых волн в ферромагнитном слое изменяется таким образом, что при направлении тока вдоль поля подавляется антистоксова компонента, а при направлении тока против поля – стоксова. Поскольку реальная частота отраженного света содержит две компоненты с частотами  $\omega_0 + \omega_S$  и  $\omega_0 + \omega_{AS}$ , перераспределение интенсивностей компонент спектра эквивалентно изменению частоты отраженного луча. Поэтому результат всей перечисленной цепочки процессов заключается в изменении частоты света, отраженного от поверхности образца под действием протекающего в нем электрического тока [5, 6].

## Выводы

Обнаружено влияние электрического тока, проходящего в антиферромагнитном слое IrMn, на спектры мандельштам – бриллюэновского рассеяния света соседнего ферромагнитного слоя NiFe в структурах NiFe/IrMn. Пропускание электрического тока вдоль внешнего магнитного поля приводит к подавлению антистоксовой составляющей спектра BLS, а пропускание электрического тока в направлении, противоположном полю, приводит к исчезновению стоксовой составляющей. Пропускание тока через гетероструктуру вызывает изменение направления поля обменного смещения под действием спин-орбитального момента, генерируемого в слое IrMn вблизи границы

раздела NiFe/IrMn спин-поляризованными носителями заряда. Передача спин-орбитального момента ионам кристаллической решетки изменяет обменное смещение и соответствующее поле однонаправленной анизотропии в антиферромагнитном слое IrMn, что, в свою очередь, влияет на распространение спиновых волн в ферромагнетике NiFe и на амплитуды линий в соответствующих спектрах BLS. Это влияет на асимметрию спектров BLS, значительно перераспределяя амплитуды стоксовой и антистоксовой линий.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН FFSG-2024-0009.

## Литература

1. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, J. Wunderlich // *Nature Nanotech.* 2016. V. 11. P. 231.
2. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 015005.
3. J. Zelezny, P. Wadley, K. Olejnik, A. Hoffmann, H. Ohno // *Nature Phys.* 2018. V. 14. P. 220.
4. J. Kang, J. Ryu, J.-G. Choi, T. Lee, J. Park, S. Lee, H. Jang, Y.S. Jung, K.-J. Kim, B.-G. Park // *Nature Comm.* 2021. V. 12. P. 6420.
5. M. V. Bakhmetiev, A. I. Chernov, A. B. Khutieva, A. V. Sadovnikov, R. B. Morgunov // *Physical Review B.* 2024. V. 110.
6. Р. Б. Моргунов, М. В. Бахметьев, А. И. Чернов, А. Б. Хутиева, А. В. Садовников // *Письма в ЖЭТФ.* 2024. Т. 119, № 4 (в печати).

# Использование монокристаллических подложек и термоиндуцированного магнитоупругого эффекта для снижения поля переключения Ni-микрочастиц

Д. А. Бизяев, А. А. Бухараев, А. С. Морозова\*, Н. И. Нургазизов, А. П. Чукланов

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029  
\*morozova\_anna\_s@mail.ru

В работе проведено исследование влияния термоиндуцированного магнитоупругого эффекта на поле переключения субмикронных Ni-частиц, имеющих квазиоднородную структуру намагниченности. Для наведения магнитоупругого эффекта использовалось анизотропное изменение размеров монокристаллической подложки, обусловленное разными коэффициентами термического расширения по разным кристаллографическим осям. Использование двух типов подложек позволило экспериментально показать, что изменение поля переключения частиц обусловлено наводимыми в частицах одноосными механическими напряжениями, а не температурой образца.

## Введение

Одной из проблем использования магнитной частицы в виде носителя одного бита информации являются два взаимоисключающих требования к ее коэрцитивной силе. С одной стороны – она должна быть достаточно высокой при хранении информации, с другой стороны – она должна быть достаточно низкой при ее записи для энергоэффективности создаваемых устройств. Для изготовления таких частиц используются ферромагнетики с высокой коэрцитивной силой, которая снижается на время записи информации. Обычно частица имеет два возможных состояния однородной намагниченности, направление которых отличается на  $180^\circ$  и соответствует 1 биту информации. Снизить коэрцитивную силу, т. е. поле переключения такой частицы можно, например, за счет ее нагрева – так называемый метод термоассистируемой магнитной записи информации (HAMR – Heat-Assisted Magnetic Recording) [1]. Основным недостатком HAMR метода – для существенного снижения поля переключения необходимо нагревать частицу до довольно высоких температур – 70–90% ее температуры Кюри.

Для снижения поля переключения частицы можно также использовать магнитоупругий эффект, который позволяет создавать в частицах магнитную анизотропию и таким образом снижать или, наоборот, увеличивать коэрцитивную силу частицы. Следовательно, магнитоупругий эффект можно использовать не только для снижения поля переключения во время записи информации, но и для его увеличения во время ее хранения. Это может позволить использовать для создания частиц не только высококоэрцитивные материалы. В данной работе для индуцирования магнитоупругого эффекта использовалась деформация частиц за счет изменения температуры подложки, на которой они были сформированы.

## Результаты

Для проведения исследований были сформированы массивы Ni-частиц размерами  $0,9 \times 0,3 \times 0,03$  мкм на поверхности двух монокристаллических подложек, изготовленных из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ , далее CLN) и трибората лития ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ , далее LBO). На CLN-подложке частицы формировались напылением металла через полимерную маску, для изготовления

которой использовалась зондовая литография. Создание маски для субмикронных частиц таким методом довольно затруднительно, поэтому полученные частицы имели несовершенную форму (рис. 1, а). Из-за разности в коэффициентах термического расширения по разным кристаллографическим осям CLN-подложка должна была создавать в Ni-частицах одноосные механические напряжения величиной  $1,6 \text{ МПа}/^\circ\text{C}$ . Напыление проводилось при температуре  $25^\circ\text{C}$ , и частицы были расположены на поверхности подложки таким образом, что нагрев приводил к их сжатию вдоль короткой стороны. Из-за анизотропии формы частицы имели квазиоднородную намагниченность, направленную вдоль их длинной стороны, и магнитоупругая анизотропия должна была приводить к снижению поля переключения частиц.

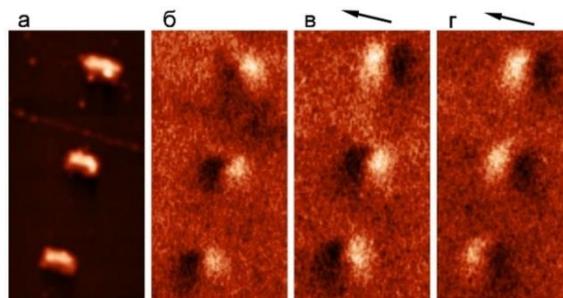
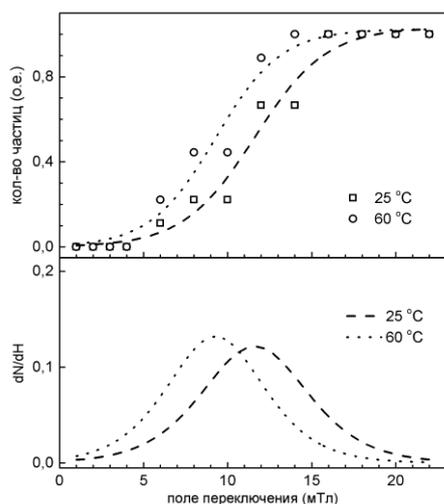


Рис. 1. АСМ-изображение трех Ni-частиц (а), сформированных на CLN-подложке, и соответствующие МСМ-изображения, полученные при комнатной температуре и во внешнем магнитном поле 0 мТл (б), 9 мТл (в), 11 мТл (г). Направление поля обозначено стрелкой. Размер скана  $7,5 \times 3,4$  мкм

Изначально исследовалось поле переключения частиц при температуре их формирования. Для этого образец намагничивался вдоль длинной стороны частиц магнитным полем, затем поле снижалось до нуля и с шагом в 1 мТл начинало увеличиваться в противоположном направлении. На каждом шаге получалось МСМ-изображение и регистрировалось количество частиц, изменивших направление намагниченности (рис. 1, б–г). Для удобства проведения дальнейших анализов полученное значение нормировалось на общее количество исследуемых частиц (рис. 2). Затем образец нагревался до определенной температуры, и цикл измерений повторялся вновь. Так как количество исследуемых частиц было не-

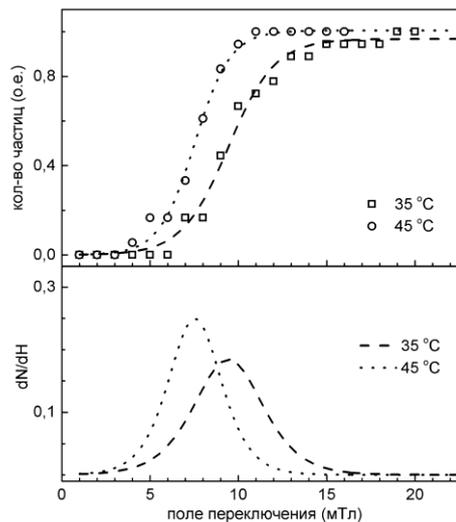
большим, а шаг по полю конечным, для усреднения полученных экспериментальных данных использовалась аппроксимирующая функция  $Y = a/(1 + b \times \exp(-k \cdot X))$ . Полученная аппроксимирующая кривая дифференцировалась, и по ее максимуму определялось среднее значение поля переключения частиц (см. рис. 2). Для Ni-частиц на CLN-подложке поле переключения при комнатной температуре составило 11,7 мТл. При повышении температуры до 60 °С поле переключения снижалось до 9,3 мТл, т. е. примерно в 1,26 раза при наводимом одноосном механическом напряжении около 55 МПа.



**Рис. 2.** Зависимости количества перемагнитившихся частиц от внешнего поля и температуры CLN-подложки. Фигурами (квадрат, круг) показаны экспериментальные данные, линиями – результаты фитинга. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц ( $dN/dH$ ) от внешнего поля при разных температурах

Ni-частицы на поверхности LBO подложки были изготовлены зондовой литографией, так называемым методом «scratching» (царапание), когда частицы нужного размера и формы вырезаются с помощью алмазного зонда непосредственно из сплошной пленки металла. Напыление металла проводилось при температуре подложки 35 °С. Из-за того, что коэффициенты термического расширения по разным кристаллографическим осям у LBO-подложки были существенно больше, чем у CLN, то путем изменения температуры образца в Ni-частицах можно было создавать одноосные механические напряжения величиной 15,5 МПа/°С, и изменение температуры подложки на 10 °С позволяло создавать напряжения в частице примерно в 3 раза больше, чем при изменении температуры CLN-подложки на 35 °С. Ранее нами было показано, что после определенной величины механических напряжений их дальнейшее увеличение практически не влияет на изменение поля переключения частиц [2], поэтому измерения на LBO-подложке также были выполнены при двух температурах: 35 °С (температура формирования частиц) и 45 °С. Полученные результаты представлены в виде графика на рис. 3. Поле переключения частиц при отсутствии механических напряжений составило

9,5 мТл. Под действием механического напряжения оно снизилось до 7,5 мТл, т. е. примерно в 1,27 раза. Относительное снижение поля переключения частиц достаточно хорошо совпадает для обоих типов подложек. Разница в абсолютных значениях, скорее всего, связана с несколько отличающейся формой и размерами частиц, полученными на разных подложках. На LBO-подложках (рис. 3) также наблюдается меньший разброс полей переключения (более узкие пики производных), что говорит о меньшем разбросе по размерам и более совершенной форме частиц.



**Рис. 3.** Зависимости количества перемагнитившихся частиц от внешнего поля и температуры LBO-подложки. Фигурами (квадрат, круг) показаны экспериментальные данные, линиями – результаты фитинга. Зависимости увеличения количества перемагнитившихся частиц ( $dN/dH$ ) от внешнего поля при разных температурах

## Выводы

Проведенные исследования показали, что с помощью термоиндуцированного магнитоупругого эффекта можно снизить поле переключения ферромагнитных частиц. При этом путем выбора подложки можно существенно снизить температуру нагрева подложки, необходимую для достижения максимального эффекта, т. е. сделать устройство более энергоэффективным. Было продемонстрировано, что для субмикронных Ni-частиц, сформированных на LBO-подложках, для этого может оказаться достаточно нагрева меньше чем на 10 °С.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 23-29-00085).

## Литература

1. C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 102406.
2. Д. А. Бизяев, А. П. Чукланов, Н. И. Нургазизов, А. А. Бухараев // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, № 7–8. С. 602–608.

# Рост эпитаксиальных тонких пленок антиферромагнетика Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> для гетероструктур спинтроники

И. Е. Москаль<sup>1</sup>, А. М. Петржик<sup>1</sup>, Г. Д. Ульев<sup>1,2</sup>, А. В. Шадрин<sup>1,3</sup>, Г. А. Овсянников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», физический факультет, Москва, 101000

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141701

В работе представлены результаты использования двух методов получения тонких пленок иридата стронция Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>: катодного распыления на постоянном и импульсном токах. Сравниваются резистивные и кристаллографические характеристики полученных тонкопленочных образцов.

## Введение

Двухслойные тонкопленочные структуры, состоящие из слоев антиферромагнетика и нормального металла, привлекают большое внимание исследователей в связи с их потенциалом применения в спинтронике. Одним из перспективных материалов для создания генератора спинового тока является антиферромагнитный изолятор иридат стронция Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>, он обладает высоким – порядка 0,5 эВ – спин-орбитальным взаимодействием и умеренным электрон-электронным взаимодействием, что приводит к ряду необычных свойств.

Тонкие пленки иридата стронция различного состава существенно отличаются: так, например, SrIrO<sub>3</sub> демонстрирует свойства парамагнитного металла, а Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> приобретает антиферромагнитный порядок при температурах ниже 240 К. Существует ряд работ, в которых пленки состава SrIrO<sub>3</sub>, Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> и Sr<sub>3</sub>IrO<sub>7</sub> были получены методом лазерной абляции при распылении одной и той же мишени, что говорит о сильной зависимости свойств синтезированных пленок от режимов напыления [1]. Кроме того, в получаемых пленках может присутствовать примесь поликристаллического иридия Ir или соединения IrO<sub>3</sub>, на присутствие и количество которых влияют метод и параметры напыления [2]. В данной работе сравниваются тонкие пленки Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>, полученные методами катодного распыления на постоянном и импульсном токе. Работа источника питания в импульсном режиме позволяет снижать тепловую нагрузку на мишень или поднимать мощность, оставляя тепловую нагрузку на прежнем уровне. Так же импульсный источник питания позволяет распылять диэлектрические и полупроводниковые мишени без использования дорогостоящего RF генератора.

## Технология

Для синтеза эпитаксиальных пленок использовался как штатный для установки LH Z400 DC блок питания, так и новый биполярный импульсный блок АРЕI-M-1.5BP-1000-1 производства ООО «Прикладная электроника». Стехиометрическая Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> мишень для распыления была изготовлена из смеси порошков SrCO<sub>3</sub> и IrO<sub>2</sub> по стандартной керамической технологии.

Ранее было показано [3], что из мишени Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> возможен синтез как металлического SrIrO<sub>3</sub>, при использовании смеси Ag и O<sub>2</sub> в пропорции 1/1, так и диэлектрического Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>, в атмосфере чистого Ar.

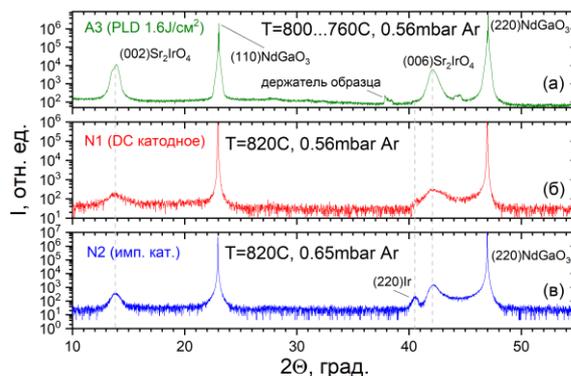


Рис. 1.  $\Theta / 2\Theta$  рентгеновская дифрактограмма для трех характерных образцов: *a* – Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>, полученная методом PLD; *б* – методом DC катодного распыления на постоянном токе; *в* – методом биполярного импульсного катодного распыления

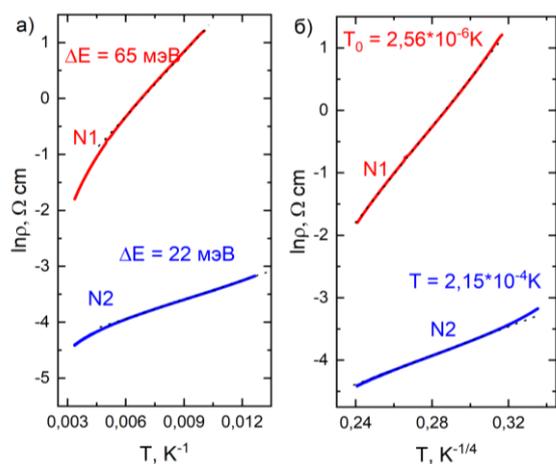
## Структура

На рис. 1 представлены рентгеновские дифрактограммы для трех образцов пленок Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub>, выращенных на одинаковых подложках (110)NdGaO<sub>3</sub> с использованием DC катодного распыления («N1») методом импульсного биполярного катодного распыления («N2»), а также, для сравнения, пленка «A3», выращенная ранее методом лазерной абляции [4]. Параметры напыления (температура, давление) подписаны на рис. 1. Как видно из рисунка, для всех пленок рефлекс (002) Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> и (006) Sr<sub>2</sub>IrO<sub>4</sub> наблюдаются отчетливо. В пленке N2, синтезированной при немного более высоком давлении Ar, присутствует примесь поликристаллического иридия, для N1 поликристалл Ir тоже проявляется, но в меньшей степени. Однако амплитуды рефлексов для N2 значительно выше, полуширины пиков – ниже, что говорит о значительно лучшем качестве пленки в предположении идентичной толщины двух образцов. Таким образом, метод импульсного катодного распыления представляется более перспективным, однако перед тем как синтезировать двухслойные гетероструктуры, планируется провести оптимизацию давления для снижения примеси Ir.

## Электрофизические характеристики

Полученные пленки сильно различаются как по сопротивлению, так и по зависимости сопротивления от температуры. На рис. 2 приведено сравнение энергий активаций для трех образцов. Для образца N2

значения  $\Delta E = 22$  мэВ значительно меньше, чем для образца N1, как показано на рис. 2, а. В экспериментальных работах значения энергии активации для тонких пленок  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  варьируется от 60 до 200 мэВ [5]. Для образца N2 значение энергии активации не превосходит величины тепловой энергии при 300 К, а именно  $kT = 25,8$  мэВ, поэтому была выполнена аппроксимация температурных зависимостей сопротивления в модели трехмерной прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH – модели), что показано на рис. 2, б.



**Рис 2.** Температурные зависимости сопротивлений полученных пленок

По VRH-модели температурная зависимость сопротивления описывается формулой:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right], T_0 = \frac{1}{kg(\mu)\alpha^3},$$

в которой константа  $T_0$  определяется из экспериментальной зависимости  $\rho(T)$ ,  $g(\mu)$  – плотность состояний на уровне Ферми, а радиус локализации носителей заряда обозначен  $\alpha$  [6]. Для образца N1  $T_0 \approx 2,56 \cdot 10^6$  К, что при радиусе  $\alpha \approx 0,5$  нм [7] дает плотность состояний  $\sim 10^{20}$  эВ<sup>-1</sup> · см<sup>-3</sup>. У образца N2 температура  $T_0$  на два порядка меньше, чем у пленки N1. Вероятно, у этой пленки величина  $\alpha$  на порядок больше, порядка 5 нм.

### Финансирование

Исследование выполнено благодаря гранту Российского научного фонда № 23-79-00010.

### Литература

1. J. Yang et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114, no. 182401.
2. K. Nishio; H. Y. Hwang; Y. Hikita // Applied Phys. Mater. 2016. V. 4, no. 036102.
3. И. Е. Москаль и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2023. Т. 87, № 3. С. 429–433.
4. A. M. Petrzik et al. // PHYSICAL REVIEW B. 100, 024501 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.024501.
5. V. Fuentes, B. Vasic, Z. Konstantinovic, et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 501. Art. no. 166419.
6. B. I. Shklovskii, A. L. Efros. Electronic Properties of Doped Semiconductors. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1984.
7. A. M. Petrzik, G. Cristiani, G. Logvenov, et al. // Technical Physics Letters. 43, 6, 554 (2017).

# Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках

А. С. Москвин

Уральский федеральный университет, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620083  
alexander.moskvin@urfu.ru

В работе рассматривается классификация ян-теллеровских (ЯТ)-магнетиков, конкуренция двух сценариев формирования электронной структуры, связанных с эффектом Яна – Теллера и орбитальным упорядочением с одной стороны и анти-ян-теллеровским диспропорционированием с образованием необычной системы эффективных композитных бозонов – с другой стороны. Построены эффективные гамильтонианы одно- и двухзонных ЯТ-магнетиков, возможные фазовые состояния, а также дается краткий обзор фазовых диаграмм актуальных ЯТ-магнетиков.

К ян-теллеровским (ЯТ) магнетикам мы относим соединения на основе ян-теллеровских 3d- и 4d-ионов с конфигурациями типа  $t_{2g}^{n_1}e_g^{n_2}$  в высокосимметричном октаэдрическом, кубическом или тетраэдрическом окружении и с основным орбитальным  $E$ -дублетом [1–3]. Это соединения на основе тетракомплексов с конфигурацией  $d^1$  ( $Ti^{3+}$ ,  $V^{4+}$ ,  $Cr^{5+}$ ), низкоспиновой (LS) конфигурацией  $d^3$  ( $V^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Mn^{4+}$ ), высокоспиновой (HS) конфигурацией  $d^6$  ( $Fe^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ), окта-комплексы с HS-конфигурацией  $d^4$  ( $Cr^{2+}$ ,  $Mn^{3+}$ ,  $Fe^{4+}$ ,  $Ru^{4+}$ ), LS-конфигурацией  $d^7$  ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{3+}$ ,  $Pd^{3+}$ ), а также окта-комплексы с конфигурацией  $d^9$  ( $Cu^{2+}$ ,  $Ni^{1+}$ ,  $Pd^{1+}$ ,  $Ag^{2+}$ ) [2, 3]. Все ЯТ-конфигурации  $d$ -ионов включают один  $e_g$ -электрон или одну  $e_g$ -дырку сверх устойчивых, полностью или наполовину заполненных оболочек. В этом смысле они похожи на конфигурации многочисленного семейства ионов с одним  $ns$ -электроном сверх заполненных оболочек, например  $6s$ -электроном в  $Hg^+$ ,  $Tl^{2+}$ ,  $Pb^{3+}$ ,  $Bi^{4+}$ . Эти ионные конфигурации являются неустойчивыми относительно реакции диспропорционирования, или даже несуществующими (missing oxidation states [4]). Так, в  $BaBiO_3$  вместо номинальной валентности  $4+$  висмут предпочитает устойчивые валентные состояния  $Bi^{3+}$  и  $Bi^{5+}$  с полностью заполненными оболочками. Однако, в отличие от ионов с  $ns$ -электронами, для ЯТ-ионов, мы имеем дело с орбитальным вырождением для  $e_g$ -электронов/дырок, а значит, возможностью конкуренции между эффектом Яна – Теллера, приводящим к орбитальному упорядочению [1], и эффектом анти-ЯТ-диспропорционирования, приводящим к формированию системы электронных и дырочных центров  $S$ -типа с орбитально невырожденным основным состоянием [2, 3], эквивалентной системе эффективных композитных спин-синглетных или спин-триплетных бозонов в немагнитной или магнитной решетке.

В класс ЯТ-магнетиков попадает большое число перспективных материалов с конкуренцией орбитальных, спиновых и зарядовых степеней свободы, находящихся в центре внимания современной физики конденсированного состояния, таких как манганиты  $RMnO_3$ , ферраты  $(Ca,Sr)FeO_3$ , рутенаты  $RuO_2$ ,  $(Ca,Sr)RuO_3$ ,  $(Ca,Sr)_2RuO_4$ , широкий ряд ферропниктидов ( $FePn$ ) и феррохалькогенидов

( $FeCh$ ), 3D-никелаты  $RNiO_3$ , 3D-купрат  $KCuF_3$ , 2D-купраты ( $La_2CuO_4$ , ...) и никелаты  $RNiO_2$ , соединения на основе серебра ( $AgO$ ,  $AgF_2$ ), рутено-купраты  $RuSr_2GdCu_2O_8$ , ... [2]. Эти материалы обладают богатым спектром уникальных свойств от различных типов орбитального [1], спинового, зарядового, а также спин-зарядового упорядочения, необычного металлического поведения («strange, bad metal»), до переходов металл-изолятор и «экзотической» спин-триплетной сверхпроводимости [2, 3]. Отдельные ЯТ-магнетики либо являются мультиферроиками ( $RMnO_3$  [5]), либо рассматриваются как перспективные мультиферроики ( $RNiO_3$  [6]).

Модель анти-ЯТ диспропорционирования предсказывает спин-триплетную сверхпроводимость в рутенатах  $Sr_2RuO_4$  и  $RuO_2$ , ферропниктидах/халькогенидах  $FePn/FeCh$ , манганите  $LaMnO_3$ , хотя в большинстве известных «кандидатов» ( $(Ca,Sr)FeO_3$ ,  $RNiO_3$ ,  $AgO$ ) реализуется тот или иной спин-зарядовый порядок. Модель предполагает, что сверхпроводящие носители в соединениях  $FePn/FeCh$  состоят из  $e_g$ -дырок, а не из  $t_{2g}$ -электронов, как предсказывает одноэлектронная мульти-орбитальная зонная модель. Наиболее оптимальные условия для ВТСП с бесспиновыми локальными бозонами и бесспиновой решеткой могут быть достигнуты только для низкосимметричных квазидвумерных  $d^9$ -систем, таких как 2D-купраты и никелаты.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Минобрнауки РФ.

## Литература

1. К. И. Кугель, Д. И. Хомский // УФН. 1982. V. 136. P. 621–664.
2. А. С. Москвин // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 085601.
3. А. С. Москвин // Magnetochemistry. 2023. V. 9. P. 224–248.
4. Н. Katayama-Yoshida et al. // Appl. Phys. Express. 2008. V. 1. 081703.
5. E. Bousquet, A. Cano // Physical Sciences Reviews. 2023. V. 8. P. 479.
6. G. Giovannetti, S. Kumar, D. Khomskii, et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 156401.

# Магнитные свойства эпитаксиального слоя граната с регулярным массивом ферромагнитных частиц на его поверхности

Т. В. Мурзина<sup>1,\*</sup>, А. И. Майдыковский<sup>1</sup>, В. Б. Новиков<sup>1</sup>, Е. И. Жабоев<sup>1</sup>,  
И. А. Колмычек<sup>1</sup>, А. А. Доценко<sup>1</sup>, М. П. Темирязева<sup>2</sup>, А. Г. Темирязов<sup>2</sup>,  
Н. С. Гусев<sup>3</sup>, С. А. Гусев<sup>3</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>3</sup>, Е. В. Скороходов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

<sup>2</sup>Фрязинский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*murzina@mail.ru

Методами оптической и магнитно-силовой микроскопии исследована магнитная структура поверхности эпитаксиальной пленки граната с нанесенным регулярным массивом плоских металлических микрочастиц субмикронного размера CoAu или (CoPt)<sup>n</sup>. Показано, что наблюдается эффект пиннинга приповерхностной доменной структуры граната при соответствии периодов доменов и массива ферромагнитных частиц.

## Введение

Строение доменной структуры феррит-гранатов активно исследуется в течение длительного времени, что определяется как фундаментальным интересом к этому вопросу, так и необходимостью изучения механизмов функционирования структур на основе граната и возможностью управления их свойствами [1]. Известно, что в эпитаксиальных слоях граната доменная структура в приповерхностном слое может существенно отличаться от распределения намагниченности в объеме пленки. Это усложняет исследование таких объектов. К основным экспериментальным методам изучения магнитной структуры можно отнести магнитно-силовую микроскопию (МСМ), лоренцевую электронную и поляризационную оптическую микроскопию. В последнее время для исследования магнитной доменной структуры эпитаксиальных пленок граната были использованы методы нелинейной магнитооптики: генерация магнитоиндуцированной второй и третьей оптических гармоник [2]. Это позволило визуализировать полосовые объемные, а также приповерхностные замыкающие домены, выявить их геометрические параметры и ориентацию средней намагниченности.

В данной работе комбинацией оптических методов и различных видов микроскопии изучена доменная структура эпитаксиального слоя лютетий-висмутитового граната (кристаллографической ориентации (111), толщиной 10 мкм, выращенного на подложке галлий-гадолиниевого граната) с нанесенными на его поверхность массивами наночастиц треугольной (несимметричной) формы либо из бислойной пленки Co(20 нм)Au(10 нм), либо из многослойной пленки (Co/Pt)<sup>n</sup> с субнанометровой толщиной слоев. Форма частиц близка к прямоугольному треугольнику со сторонами 0,4–0,5 мкм и 1–1,1 мкм, период вдоль коротких сторон треугольных частиц составлял 1,6 мкм или 0,8 мкм. Для их изготовления использован метод электронной литографии (сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) SUPRA 50 VP с аппаратно-программным комплексом электронной литографии ELPHY PLUS(RAITH, Германия)). МСМ-исследования выполнены с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ) SmartSPM (изготовлен

AIST-NT, в настоящее время производится HORIBA Scientific). Прибор оснащен дополнительной системой, позволяющей проводить измерения в присутствии статического магнитного поля, касательного к поверхности пленки. Магнитооптические исследования были выполнены в геометрии меридионального эффекта Керра, угол падения света на структуру составлял 45°.

## Результаты

Предложенный метод изготовления периодических магнитных метаповерхностей позволил получить на поверхности феррит-граната массивы частиц с хорошей повторяемостью размеров и одинаковой формы, близкой к вытянутому прямоугольному треугольнику. Изображения структуры, полученные методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и АСМ, приведены на рис. 1.

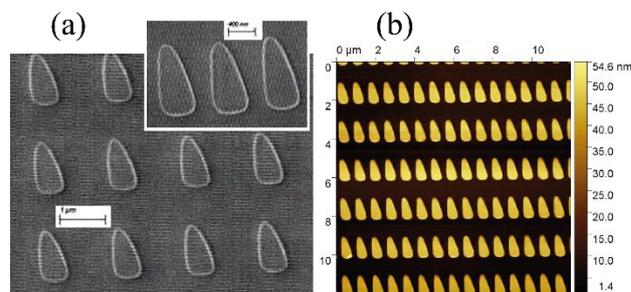
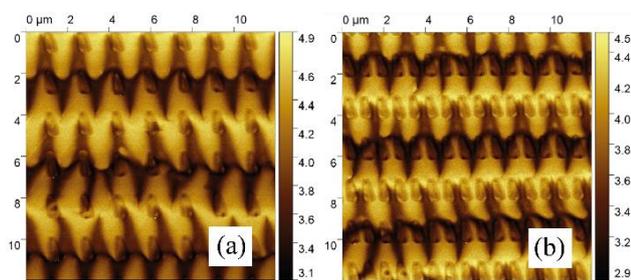


Рис. 1. СЭМ- и АСМ-изображения массивов частиц Co/Au с периодом 1,65 мкм (а) (на вставке – СЭМ-изображение структуры с периодом 0,8 мкм) и 0,8 мкм (б)

На рис. 2 приведены МСМ-изображения приповерхностной доменной структуры граната, модифицированной за счет наличия массивов магнитных частиц с магнитной анизотропией типа легкая плоскость в пленке Co/Au (а) или легкая ось в многослойной пленке Co/Pt (б). Изображения получены в отсутствии внешнего магнитного поля, однако перед МСМ-измерениями к структуре было приложено статическое магнитное поле, ориентированное на рисунке в горизонтальном направлении. На панели 2, а показана приповерхностная доменная структура пленки граната с массивом наночастиц Co/Au (период 1,6 мкм). Как можно наблюдать, присутствует четкая

периодическая картина с периодом вдоль вертикального направления около 4 мкм, что соответствует периоду объемных полосовых доменов пленки граната, и периодом около 1,6 мкм – в горизонтальном направлении. Такая организация поверхностной намагниченности и значения периодов объемной и поверхностной доменной структуры наблюдались ранее в МСМ-исследованиях аналогичной пленки граната, что и обусловило выбор параметров массивов магнитных частиц для наших структур.

Следует отметить корреляцию расположения магнитных доменов в пленке граната и массива частиц Co/Au на поверхности, наблюдавшуюся на значительных областях структуры (десятки микрометров) – характерные особенности замыкающих поверхностных доменов преимущественно локализованы в области ферромагнитных наночастиц, кроме того, горизонтально расположенные границы доменов также преимущественно локализованы вблизи рядов магнитных частиц.



**Рис. 2.** МСМ-изображения массивов частиц Co/Au с периодом 1,65 мкм (а) и (CoPt)<sup>n</sup> с периодом 0,8 мкм (б)

На рис. 2, б приведено МСМ-изображение граната с массивом частиц состава (CoPt)<sup>n</sup> с горизонтальным периодом 0,8 мкм. В этом случае также наблюдается корреляция расположения поверхностных доменов и магнитных частиц на достаточно больших областях структуры. Нарушение такой корреляции может быть связано с небольшим отличием периодов массивов микрочастиц и доменной структуры граната в объеме и на поверхности. Таким образом, наблюдается, по-видимому, эффект пиннинга доменных стенок в гранате за счет их взаимодействия с частицами ферромагнитных металлов. Похожее явление было обнаружено в работе [3] в пленках с нестехиометрическими островками феррита кобальта, где границы магнитных доменов были «закреплены» на структурных дефектах.

Были выполнены МСМ-исследования пленок граната с нанесенным массивом частиц CoAu или (CoPt)<sup>n</sup> в присутствии приложенного постоянного плоскостного магнитного поля с напряженностью, варьируемой с шагом в несколько эрстед; соответствующая последовательность МСМ-изображений иллюстрирует процессы перемагничивания пленок.

Обнаружено, что, в отличие от пленки чистого граната, в метаповерхностях процессы перемагничивания в положительном и отрицательном внешнем магнитном поле происходят по-разному и указывают на различие коэрцитивной силы для полей разных знаков. Это также указывает на эффект пиннинга магнитных доменов ферромагнитными наночастицами.

Методом оптической микроскопии в схеме эффекта Фарадея показано, что поверхностная зигзагообразная магнитная структура образца, связываемая с наличием на поверхности пленки приповерхностных замыкающих доменов, более выражена в случае граната с массивом ферромагнитных частиц на его поверхности – по сравнению с поверхностью чистой пленки граната. Петли гистерезиса магнитооптического эффекта Керра для чистой пленки феррит-граната симметричны, имеют практически нулевую ширину, а поле насыщения составляет около 490 Гс. В структурах с массивами наночастиц наблюдаются асимметричные петли гистерезиса, конкретная форма которых зависит от периода и материала метаповерхности. Этот результат коррелирует с данными МСМ.

## Выводы

Таким образом, методами магнитно-силовой, поляризационной оптической и нелинейно-оптической микроскопии изучены особенности доменной структуры приповерхностного слоя эпитаксиальной пленки граната с нанесенными на ее поверхность массивами треугольных элементов из пленок CoAu или (CoPt)<sup>n</sup>. Периоды массивов 0,8 мкм и 1,65 мкм были соразмерны структуре приповерхностных замыкающих доменов свободной пленки граната. Показано наличие корреляции расположения элементов массива и структуры поверхностных доменов, а также доменных стенок полосовых доменов в объеме пленки граната. Наличие ферромагнитных металлических элементов решетки приводит к пиннингу доменной структуры.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103-П, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

## Литература

1. J. A. Jones, E. T. M. Lacey, I. B. Puchalska // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7867.
2. A. Maydykovskiy, M. Temiryazeva, A. Temiryazev, T. Murzina // Appl. Sci. 2023. V. 13. P. 8828.
3. S. Ruiz-Gómez, A. Mandziak, L. Martín-García, et al. // Appl. Surf. Science. 2022. V. 600. P. 154045.

# Структура и магнитотранспортные свойства сверхрешеток CoFeNi/CuIn и CoFeNi/Cu

И. А. Найданов\*, М. А. Милев, В. В. Проглядю

Институт физики металлов УрО РАН им. М. Н. Михеева, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\*naydenus@mail.ru

Методом магнетронного напыления приготовлены две серии сверхрешеток  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$  (I) и  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  (II). Показано, что образцы, содержащие слои  $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$ , обладают кристаллитами меньших размеров и менее шероховатой поверхностью, чем многослойные наноструктуры с медными слоями. Обнаружено наличие более совершенной текстуры (111) в сверхрешетках  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  по сравнению с  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$ . Показано, что серия образцов (II) обладает меньшим гистерезисом магнитосопротивления в сравнении с серией (I).

## Введение

Магнитные сверхрешетки, в которых наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления, находят свое применение в качестве магниточувствительных сенсорных элементов. Для практического применения сверхрешетки должны обладать малым гистерезисом магнитосопротивления, что позволяет однозначно установить соответствие между амплитудой сигнала магнитосопротивления (МС) и магнитным полем. Ранее в работе [1] показано, что в сверхрешетках на основе магнитного сплава CoFe можно добиться существенного уменьшения гистерезиса магнитосопротивления, если использовать в качестве спейсеров медные прослойки с малым содержанием индия. В ходе текущих исследований проведено сравнение структурных особенностей, гистерезиса магнитосопротивления и МС сверхрешеток  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$  и  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$ .

## Методика эксперимента

Исследуемые образцы приготовлены методом магнетронного напыления. Напыление выполнялось на стеклянную подложку с буферным слоем БС =  $\text{Ta}(5)/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}(5)$ . Композиция образцов варьировалась по количеству магнитных и немагнитных слоев  $N$  в диапазоне от 1 слоя ( $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(t_{\text{FM}})$ ) до 11 слоев ( $[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(t_{\text{FM}})/\text{NM}(t_{\text{NM}})]_5/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(t_{\text{FM}})$ ), где  $\text{NM} = \text{Cu}, \text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$ . В скобках указаны номинальные толщины слоев в нанометрах. В качестве защитного слоя выбран слой Ta(5). Толщина ферромагнитных слоев и немагнитных прослоек подбиралась с целью максимизации величины МС при  $N = 11$ . Для серии образцов со спейсерами Cu и  $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  были подобраны следующие толщины слоев  $t_{\text{FM}} = 1,5$  нм и  $t_{\text{NM}} = 2,2$  нм (серия I) и  $t_{\text{FM}} = 2$  нм и  $t_{\text{NM}} = 2$  нм (серия II) соответственно.

Структурные исследования сверхрешеток выполнены методом рентгеновской дифракции. Для качественной оценки совершенства интерфейсов сверхрешеток использовался метод рентгеновской рефлектометрии. Исследование морфологии поверхности образцов выполнялось при помощи атомно-силового микроскопа. Из полученных изображений рельефа оценены средний размер зерна и шероховатость поверхности. Оценка проводилась для каждого образца площадью  $25 \times 25$  мм при усреднении данных по 2–6 сканам участков величиной  $1 \times 1$  мкм. Измерение электросопротивления образцов размерами  $2 \times 8$  мм

выполнялось 4-контактным методом при протекании тока в плоскости. Магнитосопротивление образцов рассчитывалось по формуле:  $\text{MR}(H) = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%$ , где  $R_s$  – сопротивление образца в поле насыщения. Величина гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H$  определялась на полувысоте кривой МС, полученной при прямом и обратном направлении магнитного поля.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен график зависимости гистерезиса  $\Delta H$  исследуемых многослойных наноструктур с медными и медно-индиевыми прослойками от числа слоев  $N$ . Видно, что гистерезис магнитосопротивления образцов  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  в среднем в 2–4 раза меньше по сравнению с  $\Delta H$  наноструктур  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$ . Для серии образцов (I) при  $N = 3, 4$  наблюдается резкое увеличение гистерезиса магнитосопротивления. На рис. 2, а показано, что для образца с медными прослойками и числом слоев  $N = 3$  из серии (I) магнитосопротивление составляет менее 2%, а для образца с аналогичной композицией с прослойками  $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  из серии (II) МС достигает 14%. Такое поведение обусловлено доминированием ферромагнитного упорядочения в образце из серии (I), что в итоге приводит к увеличению  $\Delta H$ .

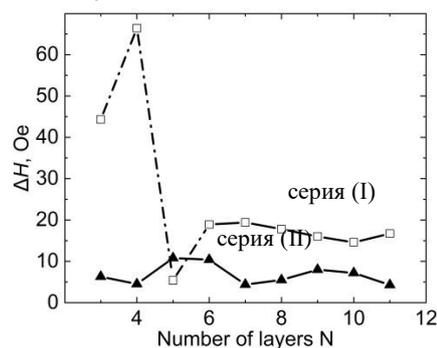
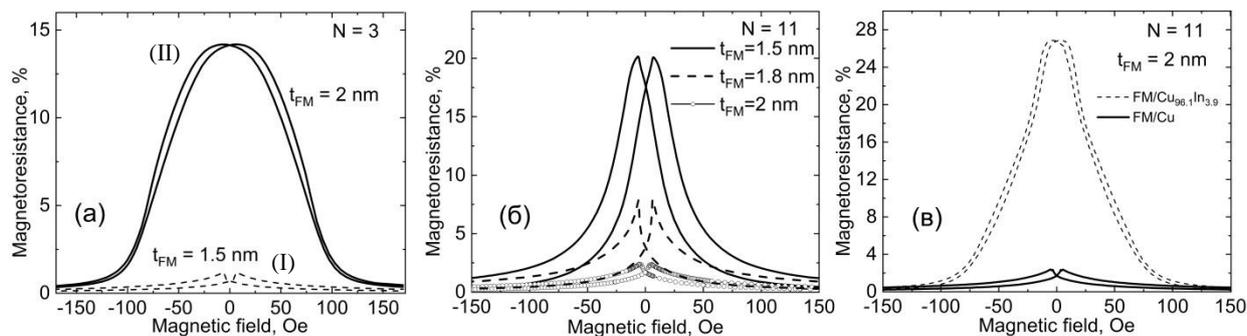


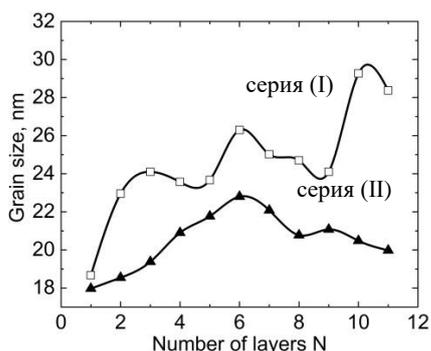
Рис. 1. Зависимость гистерезиса  $\Delta H$  от числа магнитных и немагнитных слоев для сверхрешеток  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}$  ( $\square$ ) и  $\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6/\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$  ( $\blacktriangle$ )

Как показано на рис. 3, многослойные наноструктуры, включающие в себя слои  $\text{Cu}_{96.1}\text{In}_{3.9}$ , обладают меньшим размером кристаллитов по сравнению с образцами с медными прослойками. Известно, что коэрцитивная сила поликристаллических ферромагнитных материалов зависит от размеров зерна [2]. Аналогичная корреляция между размером кристаллитов и  $\Delta H$  наблюдается и в текущих исследованиях.

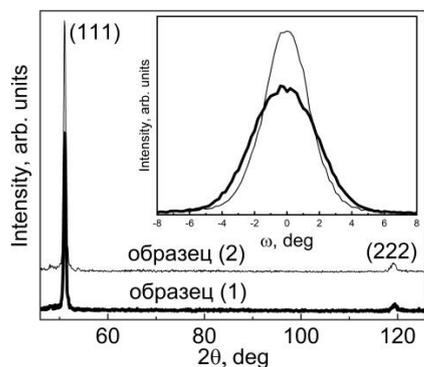


**Рис. 2.** Кривые магнитосопротивления образцов из серий (I) и (II) с числом слоев  $N = 3$  (а), сверхрешеток с медными спейсерами с разными толщинами  $t_{FM}$  при  $N = 11$  (б) и сверхрешеток со спейсерами  $Cu_{96.1}In_{3.9}$  и  $Cu$  при  $t_{FM} = 2$  нм и  $N = 11$

На рис. 4 представлены дифрактограммы многослойных наноструктур  $BC/[Co_{77}Fe_{17}Ni_6(1.5)/Cu(2.2)]_5 / -Co_{77}Fe_{17}Ni_6(1.5)/Ta(5)$  (1) и  $BC/[Co_{77}Fe_{17}Ni_6(2) / -Cu_{96.1}In_{3.9}(2)]_5 / Co_{77}Fe_{17}Ni_6(2)/Ta(5)$  (2), на которых наблюдаются брегговские рефлексы (111) и (222) ГЦК-структуры, что говорит о сформировавшейся аксиальной текстуре  $\langle 111 \rangle$  в пленках. Как видно из кривой качания для пика (111), изображенной на вставке на рис. 4, сверхрешетки со слоями  $Cu_{95.9}In_{4.1}$  обладают меньшим углом рассеяния текстуры, что также может приводить к малому  $\Delta H$  образцов из серии (II). Взаимосвязь между углом рассеяния и гистерезисом магнитосопротивления в сверхрешетках с ГЦК-структурой показана ранее в работе [3].

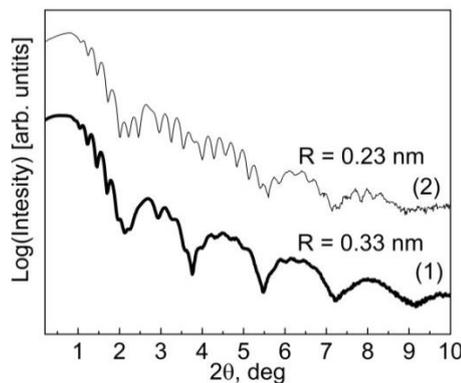


**Рис. 3.** Зависимость среднего размера зерна от числа магнитных и немагнитных слоев  $N$  для сверхрешеток  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$  ( $\square$ ) и  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96.1}In_{3.9}$  ( $\blacktriangle$ )



**Рис. 4.** Дифрактограммы сверхрешеток  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$  (1) и  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96.1}In_{3.9}$  (2). На вставке представлена кривая качания для пика (111). Угол рассеяния определяется как ширина кривой качания на полувысоте

Ниже на рис. 5 представлены рефлектограммы сверхрешеток (1) и (2) с обозначенными значениями шероховатости поверхности  $R$ . Малоупорядоченные кескиговские осцилляции более ярко выражены для сверхрешетки с медно-индиевыми спейсерами, что свидетельствует о формировании в многослойных наноструктурах более гладких интерфейсов. Малое МС для сверхрешеток с медными спейсерами и магнитными слоями с толщиной  $t_{FM} = 2$  нм на рис. 2, б обусловлено ферромагнитным упорядочением, которое, в частности, может возникать из-за шероховатых интерфейсов. Для сверхрешеток  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{95.9}In_{4.1}$  с аналогичной композицией МС достигает 27%, что говорит о формировании антиферромагнитного порядка в нулевом поле (рис. 2, в).



**Рис. 5.** Рефлектограммы сверхрешеток  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu$  (1) и  $Co_{77}Fe_{17}Ni_6/Cu_{96.1}In_{3.9}$  (2)

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственных заданий Минобрнауки РФ (темы «Спин», № 122021000036-3 и «Магнит», № 122021000034-9).

### Литература

1. М. А. Мильяев, Л. И. Наумова, et al. // Journal of Alloys and Compound. 2022. V. 917. 165512.
2. H. Alben, J. J. Becker, M. C. Chi // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 1653–1658.
3. Н. С. Банникова, М. А. Мильяев и др. // Физика металлов и металловедение. 2019. Т. 120, № 9. С. 905–912.

# Обусловленные спиновой аккумуляцией эффекты в магнитосопротивлении наноструктур, содержащих слои $\beta$ -Ta

Л. И. Наумова\*, Р. С. Заворницын, М. А. Миляев, И. А. Ясюлевич, И. К. Максимова, Т. П. Криницина, А. Ю. Павлова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108  
\*naumova@imp.uran.ru

В работе исследуются гальваномагнитные свойства наноструктур, в которых флуктуации спиновой плотности приводят к изменению магнитосопротивления и электросопротивления. В пленках  $\beta$ -тантала обнаружено положительное продольное магнитосопротивление. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к аккумуляции спинового момента электронов и увеличению плотности электрического тока вблизи поверхностей пленки. Экспериментальные данные проанализированы с помощью построенной теории размерных эффектов в магнитосопротивлении тонких пленок нормальных металлов, возникающих из-за наличия сильного спин-орбитального взаимодействия. В наноструктурах, содержащих слои  $\beta$ -тантала и материалы с ферромагнитным (CoFe), антиферромагнитным (FeMn) и геликоидальным (Dy) упорядочением обнаружено положительное продольное магнитосопротивление.

## Введение

Использование спиновых токов для управления магнитным упорядочением и синтез наноструктур, в которых спиновый момент передается в магнитную подсистему слоя («Spin-Orbit Torque – SOT»-эффект), открывают перспективу создания новых устройств микроэлектроники. Для генерации спинового тока часто используют спиновый эффект Холла («spin Hall – SH»-эффект), при котором электрический ток в металлах с сильным спин-орбитальным взаимодействием приводит к появлению поперечного спинового тока. При обратном эффекте («inverse spin Hall – ISH»-эффект) спиновый ток вызывает возникновение поперечного зарядового тока. Исследование SH- и SOT-эффектов является сложной экспериментальной задачей, из-за слабости регистрируемых сигналов.

Дьяконов теоретически показал [1], что в пленках металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием электрический ток приводит к аккумуляции спиновой плотности вблизи границ и спиновой диффузии в глубину пленки. Спиновый ток вызывает появление зарядового (ISH-эффект), направленного так же, как исходный электрический ток. Внешнее магнитное поле подавляет спиновую аккумуляцию, и сопротивление образца возрастает. Это продольное магнитосопротивление было названо магнитосопротивлением Ханле ( $MR_{\text{HANLE}}$ ) и обнаружено экспериментально [2].

Основными характеристиками материалов, в которых наблюдается SH-эффект, являются спиновый угол Холла ( $\theta_{\text{SH}}$ ), описывающий величину конверсии между зарядовым спиновым током, и длина спиновой диффузии ( $\lambda_{\text{SH}}$ ), характеризующая расстояние, на котором затухает спиновый ток. В пленках Ta существуют две структурные аллотропные модификации:  $\alpha$ -Ta, с объемно-центрированной кубической структурой, и  $\beta$ -Ta, обладающий тетрагональной кристаллической решеткой и большой величиной  $\theta_{\text{SH}}$ .

В настоящей работе исследованы гальваномагнитные свойства пленок  $\beta$ -тантала, а также наноструктур, содержащих слои  $\beta$ -тантала и материалы с разными видами магнитного упорядочения. Анализ результатов проведен в рамках теории размерных эффектов в магнитосопротивлении тонких пленок нормальных металлов, возникающих из-за наличия спин-орбитального взаимодействия.

Пленки  $\beta$ -Ta толщинами  $L$  от 3 до 57 нм и наноструктуры Ta(4 нм)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(2 нм)/Ta(4 нм), Ta(4 нм)/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>(2 нм)/Ta(4 нм) и Ta(4 нм)/Dy(2 нм)/Ta(4 нм) изготовлены магнетронным напылением на подложках из стекла. Мостики Холла изготовлены с помощью фотолитографии. Исследования микроструктуры проведены методами электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Шероховатость поверхности исследовали методами атомной силовой микроскопии.

## Результаты

Исследования микроструктуры показали, что в пленках  $\beta$ -Ta при  $L = 8$  нм формируется псевдоаморфная фаза. С увеличением толщины пленки до  $L = 57$  нм размер зерна возрастает десятикратно.

Все пленки тантала обладают отрицательным температурным коэффициентом сопротивления и высоким удельным электросопротивлением (рис. 1), что характерно для  $\beta$ -Ta. Возрастание электросопротивления при  $L < 10$  нм обусловлено уменьшением длины свободного пробега электронов проводимости в результате уменьшения размера кристаллитов.

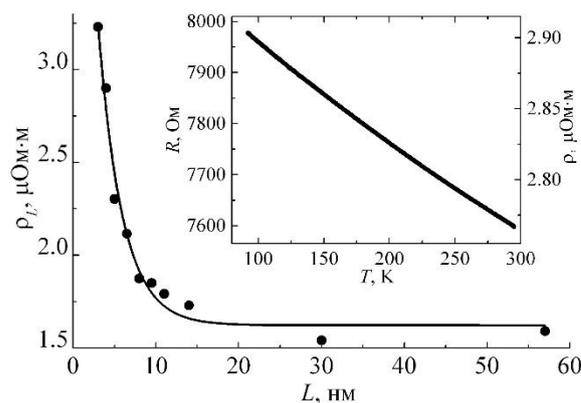
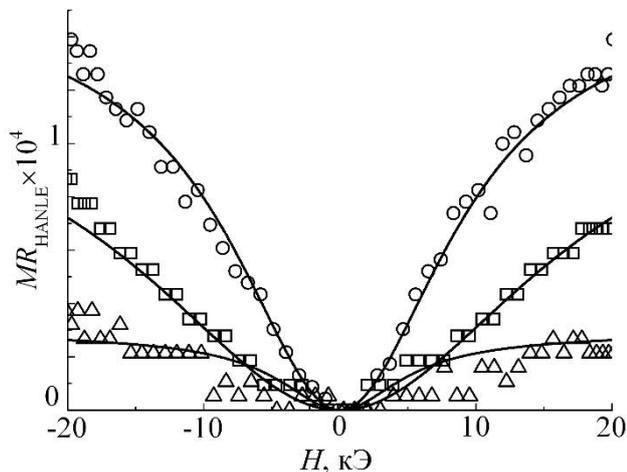


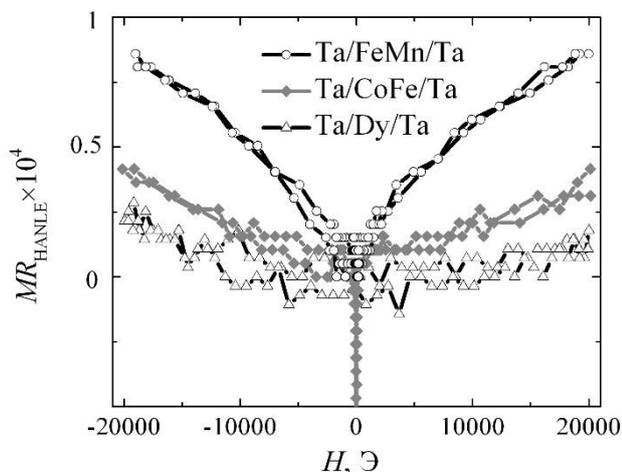
Рис. 1. Зависимость удельного электросопротивления пленок  $\beta$ -Ta от толщины при  $T = 93$  К. На вставке показана температурная зависимость электросопротивления для  $L = 4$  нм

Магнитосопротивление Ханле было обнаружено для пленок Ta толщинами от 3 до 11 нм. Оценку величины  $MR_{\text{HANLE}}$  проводили по формуле  $MR_{\text{HANLE}} = \frac{\rho(H) - \rho(H=0)}{\rho(H=0)}$ . На рис. 2 показаны зависимости  $MR_{\text{HANLE}}(H)$  для пленок Ta толщинами  $L = 3, 5$

и 8 нм. Описание экспериментальных зависимостей  $MR_{\text{HANLE}}(H)$  выполнено в рамках теории размерных эффектов в магнитосопротивлении тонких пленок металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием [3]. Теория учитывает рассеяние электронов проводимости с переворотом спина на поверхностях пленки. Совпадение теоретических кривых с экспериментальными точками реализуется, если длина спиновой диффузии и вероятность рассеяния с переворотом спина возрастают с увеличением  $L$ .



**Рис. 2.** Полевые зависимости магнитосопротивления Ханле для пленок  $\beta$ -Ta. Квадратными, круглыми и треугольными символами показаны экспериментальные данные для  $L = 3, 5$  и 8 нм. Линиями показаны теоретические зависимости



**Рис. 3.** Зависимости магнитосопротивления Ханле от магнитного поля для наноструктур Ta/CoFe/Ta, Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta при температуре 80 К

В наноструктурах Ta/CoFe/Ta, Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta имеется два слоя тантала, у которых одна из поверхностей соседствует с ферромагнетиком, антиферромагнетиком или слоем редкоземельного металла Ду. При толщине слоя 2 нм диспрозий в исследуемом интервале температур находится в парамагнитном состоянии. Для всех наноструктур было обнару-

жено положительное продольное магнитосопротивление (рис. 3). Для Ta/CoFe/Ta в интервале полей от  $-200$  до  $200$  Э также наблюдалось магнитосопротивление, обусловленное взаимодействием между спиновым и зарядовым токами в интерфейсе CoFe/Ta. Магнитосопротивление Ханле проявляется в большем полевом интервале. На рис. 3 показаны полевые зависимости  $MR_{\text{HANLE}}$  для исследуемых наноструктур, в которых материалы с разными видами магнитного упорядочения находятся в окружении слоев  $\beta$ -Ta. Мостики Холла изготавливали так, чтобы ток в них был перпендикулярен полю, приложенному при напылении наноструктур. В этом случае вектор спиновой поляризации на границе слоя  $\beta$ -Ta коллинеарен вектору антиферромагнетизма в слое FeMn, перпендикулярен магнитному моменту слоя CoFe, а в наноструктуре Ta/Dy/Ta угол отклонения вектора спиновой поляризации от локальных магнитных моментов в Dy варьируется в широком диапазоне. В этом случае вероятность рассеяния с переворотом спина в интерфейсе Ta/FeMn меньше, чем в интерфейсах Ta/CoFe и Ta/Dy. Соответственно, наибольшие величины  $MR_{\text{HANLE}}$  были получены для Ta/FeMn/Ta.

## Выводы

Показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к аккумуляции спинового момента электронов вблизи поверхностей пленки и увеличению плотности электрического тока у границ пленки. В пленках  $\beta$ -Ta длина спиновой диффузии и вероятность рассеяния с переворотом спина возрастают с увеличением толщины пленки.

В наноструктурах Ta/CoFe/Ta, Ta/FeMn/Ta и Ta/Dy/Ta обнаружено положительное продольное магнитосопротивление. Величина этого магнитосопротивления Ханле предположительно зависит от вероятности рассеяния с переворотом спина, и соответственно условий аккумуляции спиновой плотности на границе слоев тантала.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке и в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема «Спин», № 122021000036-3).

## Литература

1. М. И. Dyakonov // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 126601.
2. S. Vélez, V. N. Golovach, A. Bedoya-Pinto, M. Isasa, E. Sagasta, M. Abadia, C. Rogero, L. E. Hueso, F. S. Bergeret, and F. Casanova // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 016603.
3. В. В. Устинов, Л. И. Наумова, Р. С. Заворницын, И. А. Ясюлевич, И. К. Максимова, Т. П. Криницина, А. Ю. Павлова, В. В. Проглядо, М. А. Миляев // ЖЭТФ. 2024. Т. 165.

# Магнитные наночастицы, изготовленные методом импульсной лазерной абляции тонких пленок кобальта в воде

В. Ю. Нестеров<sup>1,2,\*</sup>, И. О. Джунь<sup>3</sup>, Д. В. Шулейко<sup>1</sup>, С. В. Заботнов<sup>1</sup>, Д. Е. Преснов<sup>1,3</sup>, Ю. А. Алехина<sup>1</sup>, Е. А. Константинова<sup>1</sup>, Н. С. Перов<sup>1</sup>, Н. Г. Чеченин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

\*nesterovvy@my.msu.ru

В работе показан синтез наночастиц методом импульсной лазерной абляции тонких пленок кобальта в воде. Продемонстрирована возможность управления средним размером изготавливаемых наночастиц, варьирующимся в диапазоне 70–1020 нм, при изменении толщины аблируемой пленки. Дисперсия наночастиц по размерам минимальна при толщинах пленок менее 35 нм. Сформированные наночастицы характеризуются магнитным откликом и по структурным свойствам наиболее близко соответствуют оксиду кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$ .

## Введение

Магнитные наночастицы (МНЧ), синтезируемые современными методами нанотехнологий, на основе таких ферромагнитных металлов, как Fe, Co, Ni, Gd, их сплавов, оксидов и карбидов, находят широкое применение в прикладных задачах биомедицины, катализа, хранения данных, защиты окружающей среды и сенсорики. Среди класса переходных металлов особый интерес представляют оксиды кобальта и железа, имеющие структуру шпинели, из-за относительно высокого магнитного момента, уникальных свойств и низкой стоимости [1].

Функциональные свойства МНЧ в большинстве случаев определяются их размерами, а форма и морфология зависят от метода синтеза. На сегодняшний день получение взвесей МНЧ в достаточных для применений количествах без содержания остаточных примесей с требуемыми формой и распределением по размерам является задачей, которая требует практического решения.

Импульсная лазерная абляция (ИЛА) в жидкостях – это эффективная, универсальная и экологичная технология изготовления наночастиц с желаемыми размерами и функциональными свойствами [2]. В частности, данный метод является многообещающим инструментом для синтеза МНЧ-оксидов и карбидов металлов за счет взаимодействия частиц в лазерно-индуцированном плазменном факеле из материала мишени с химическими компонентами буферной жидкости (например, воды или этанола).

Обычно для получения МНЧ методом ИЛА применяются массивные мишени, а использование тонких пленок в качестве мишеней существенно менее изучено. В то же время ИЛА тонких пленок добавляет еще одну степень свободы для управления размерами и свойствами МНЧ. В нашей работе показано исследование формирования МНЧ методом ИЛА пленок Co различной толщины в воде и возможности управления размером и дисперсией полученных наночастиц путем варьирования толщины слоя Co. Также проводится анализ магнитных свойств и состава изготовленных наночастиц.

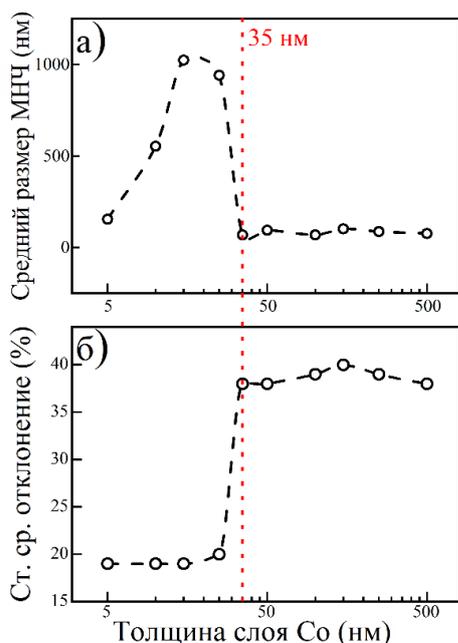
ИЛА тонких пленок Co осуществлялась под воздействием пикосекундных лазерных импульсов (34 пс, 1064 нм, 10 Гц, 5 мДж) в дистиллированной деионизованной воде. Использовались пленки, осажденные на стеклянные подложки методом магнетронного распыления на постоянном токе в атмосфере чистого аргона при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Торр, с толщинами в диапазоне 5–500 нм, что охватывает такие важные для ИЛА глубины, как скин-слой (~40 нм) и термодиффузионный слой (~400 нм).

## Результаты

По данным растровой электронной микроскопии полученные взвеси МНЧ содержат частицы преимущественно сферической формы и их агломераты. Зависимость среднего гидродинамического размера изготовленных МНЧ, полученная по данным динамического рассеяния света, от толщины слоя Co является немонотонной (рис. 1, а). При толщинах пленки 35–500 нм средний размер МНЧ существенно не меняется и составляет 70–100 нм. При толщинах менее 35 нм наблюдается резкое увеличение среднего размера МНЧ до 1 мкм с последующим спадом до ~150 нм.

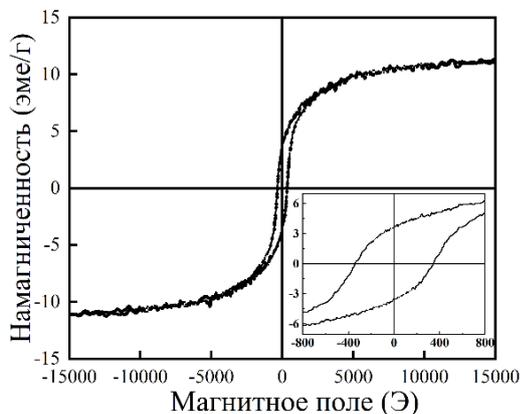
Распределения МНЧ по размерам являются полидисперсными и характеризуются высокими значениями стандартного среднеквадратичного отклонения: ~40% для частиц, полученных из пленок толщиной 35–500 нм и ~20% для пленок с меньшими толщинами (рис. 1, б). Полидисперсность распределений МНЧ по размерам также подтверждается данными растровой электронной микроскопии.

Как видно из рис. 1, критическая толщина пленок Co, ниже которой наблюдается десятикратное увеличение размера МНЧ, одновременно с двукратным уменьшением среднеквадратичного отклонения составляет 35 нм, что близко к расчетной толщине скин-слоя, составившей ~40 нм. Это может быть связано с различием механизмов ИЛА [3], особенностями термодиффузии на границе пленка-подложка и повышенным нагревом окружающей жидкой среды [4] в тонких металлических слоях.



**Рис. 1.** Зависимости среднего гидродинамического размера МНЧ (а) и стандартного среднеквадратичного отклонения от толщины слоя Со (б)

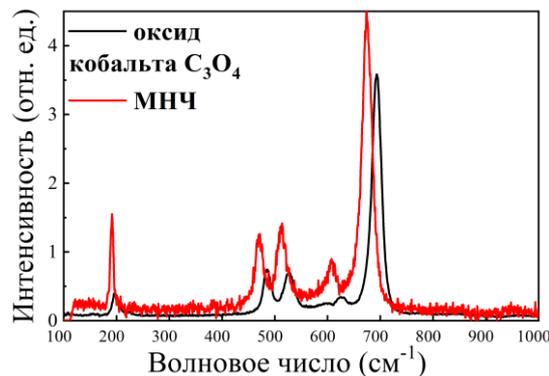
Все изготовленные коллоидные растворы МНЧ демонстрировали выраженный отклик к приложенному внешнему магнитному полю, который проявлялся как выстраивание МНЧ вдоль силовых линий поля. Магнитополевая зависимость намагниченности изготовленных МНЧ представляет собой типичную ферромагнитную петлю гистерезиса (рис. 2) с величинами намагниченности насыщения 10 эме/г и коэрцитивной силы 350 Э.



**Рис. 2.** Петля гистерезиса МНЧ, полученных при ИЛА пленки Со толщиной 500 нм

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) всех сформированных МНЧ хорошо согласуются с данными КРС для минерала гуита (рис. 3), который представляет собой оксид кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$ . Положение всех линий КРС для МНЧ смещено до  $\sim 10 \text{ см}^{-1}$  относительно линий, соответствующих оксиду кобальта

$\text{Co}_3\text{O}_4$ , что может быть связано с характерными механическими напряжениями для наночастиц.



**Рис. 3.** Спектр КРС для оксида кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$  и МНЧ, изготовленных при ИЛА пленки Со толщиной 250 нм

Наличие в составе полученных МНЧ оксида кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$  также подтверждается данными спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (пиками поглощения при значении резонансного поля  $\sim 3700 \text{ Э}$ , что близко к типичному значению для оксида кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$ ). В то же время  $\text{Co}_3\text{O}_4$  является антиферромагнетиком с температурой Нееля  $\sim 40 \text{ К}$ , выше которой частицы становятся парамагнитными. Наблюдаемые при комнатной температуре ферромагнитные свойства полученных нами МНЧ (см. рис. 2) могут быть связаны с наличием в составе частиц неокисленного кобальта.

## Выводы

В работе показана возможность управления средним размером МНЧ, формируемых методом ИЛА тонких пленок Со в воде, в пределах 70–1020 нм при варьировании толщин мишеней от 5 до 500 нм. При толщинах слоев Со менее 35 нм достигается минимальная дисперсия наночастиц по размерам  $\sim 20\%$ . Изготовленные МНЧ характеризуются выраженным магнитным откликом и по структурным свойствам наиболее близко соответствуют оксиду кобальта  $\text{Co}_3\text{O}_4$ .

## Благодарности

В. Ю. Нестеров благодарит за финансовую поддержку научный фонд «Базис» (грант № 23-2-10-5-1).

## Литература

1. E. N. Ghaem, D. Dorrani and A. H. Sari // Opt. Quant. Electron. 2021. V. 53. Art. 36.
2. E. Fazio, B. Gökçe, A. De Giacomo, et al. // Nanomat. 2020. V. 10, no. 11. Art. 2317.
3. S. Scaramuzza, M. Zerbetto and V. Amendola // J. Phys. Chem. C. 2016. V. 120, no. 17. P. 9453–9463.
4. D. M. Bubb, S. M. O'Malley, J. Schoeffling, et al. // Chem. Phys. Lett. 2013. V. 565. P. 65–68.

# Эволюция скейлинга аномального эффекта Холла в нанокompозитных пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при изменении состава в области порога перколяции и перехода металл-диэлектрик

С. Н. Николаев<sup>1,\*</sup>, К. Ю. Черноглазов<sup>1</sup>, А. Л. Васильев<sup>1</sup>, А. Б. Грановский<sup>2,3</sup>, В. В. Рыльков<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup>Курчатовский институт, пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

<sup>2</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991

<sup>3</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, 125412

<sup>4</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190

\*niklser@list.ru

В полях до 14 Тл при температурах 4–200 К изучен скейлинг в поведении сопротивления аномального эффекта Холла (АЭХ)  $\rho_{\text{АНЕ}}$  от продольного сопротивления  $\rho$  в нанокompозитных (НК) пленках  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  в диапазоне содержания металлической фазы  $x \approx 35\text{--}60$  ат.%. При  $x \approx 44\text{--}60$  ат.% в температурной зависимости проводимости наблюдается логарифмический закон  $\sigma \propto \ln T$ , который при  $x \approx 35\text{--}43$  ат.% переходит в закон  $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ , характерный для со-туннельных процессов переноса в НК. Обнаружено, что степень  $n$  в скейлинговой зависимости  $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(x)]^n$  ведет себя немонотонно: в диапазонах  $x \approx 35\text{--}44$  ат.% и  $x \approx 50\text{--}60$  ат.% наблюдается явный рост показателя ( $n \approx 0,31\text{--}0,45$  и  $n \approx 0,48\text{--}0,73$ , соответственно), а в интервале  $x \approx 44\text{--}50$  ат.% величина  $n$  практически не изменяется ( $n \approx 0,45\text{--}0,48$ ). Мы полагаем, что области изломов в зависимости  $n(x)$  указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции (при  $x_p \approx 50$  ат.%) и переход металл-диэлектрик ( $x_c \approx 44$  ат.%), которые в данных системах не совпадают. Особенности механизма АЭХ ниже  $x_p$  связываются с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3 центров в результате спин-орбитального взаимодействия.

## Введение

Металл-диэлектрические нанокompозиты (НК), или гранулированные металлы представляют собой ансамбль металлических наногранул, хаотически расположенных в диэлектрической матрице. Малые размеры гранул (2–5 нм) определяют специфические свойства НК, в частности, характер перехода металл-диэлектрик (ПМИ), который наблюдается при изменении содержания металла  $x$  [1]. Если занимаемая гранулами объемная доля металла выше порога перколяции  $x_p$ , то такой композит часто называют «грязным» металлом. Ниже порога перколяции гранулы металла в НК разделены прослойками диэлектрика, и поэтому прыжковый (туннельный) механизм проводимости оказывается доминирующим вплоть до температур выше комнатной. Лишь сравнительно недавно удалось развить непротиворечивую модель проводимости НК, в рамках которой наблюдаемый закон « $1/2$ »:  $\ln \sigma \sim -(T_0/T)^{1/2}$  объясняется существенной ролью в прыжковом транспорте виртуальных процессов совместного туннелирования (co-tunneling) многих электронов через цепочки «резонансных» гранул, длина которых может заметно превышать размер одиночной гранулы  $a$  [1]. Весьма интересны особенности проводимости НК в промежуточной области концентраций ниже перколяционного перехода, когда содержание металла  $x$  превышает критическую величину  $x_c$  для ПМИ ( $x_c < x < x_p$ ). В этом случае в области относительно высоких температур должен наблюдаться логарифмический закон в проводимости,  $\sigma(T) \sim \ln T$ , который не связан с размерностью системы и поправками за счет слабой локализации [1], а объясняется перенормировкой кулоновского взаимодействия, влияющего на вероятность электронного туннелирования между гранулами.

При исследовании НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  нам удалось обнаружить необычный источник туннельно-

го аномального эффекта Холла (ТАЭХ) [2], который возникает при туннелировании электронов в междолинных областях, предположительно из-за их спин-орбитального рассеяния по механизму, развитому Ведяевым и др. [3]. Однако недавно ТАЭХ был также нами обнаружен в НК  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  с низкой концентрацией диспергированных атомов Co и Fe ( $N_d \sim 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) [4], причем показатель степени в скейлинговой зависимости АЭХ  $n \sim 0,24$  с точностью 5% совпадает с  $n$  в аналогичной зависимости для НК на базе матрицы  $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  с высоким содержанием  $N_d \sim 10^{21}\text{--}10^{22} \text{ см}^{-3}$ . В итоге более вероятно, что обнаруженные особенности связаны с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3 центров в результате спин-орбитального взаимодействия [4].

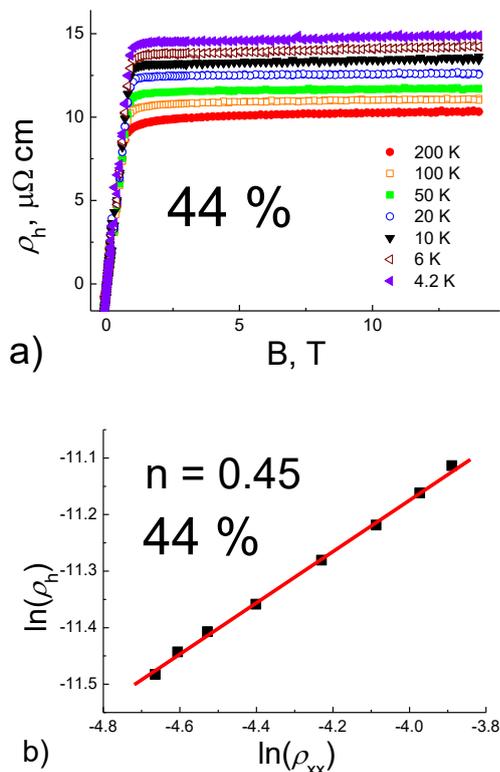
В данной работе исследовались пленки  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  толщиной 150 нм, полученные методом ионно-лучевого распыления на Si-подложках с использованием составной мишени из пластины  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  с неравномерно расположенными навесками  $\text{LiNbO}_3$ , что позволяло в едином цикле формировать НК с различным содержанием металла в диапазоне  $x = 35\text{--}60$  ат.% (см. детали в [4]). Транспортные и магнитные свойства НК изучались на универсальных образцах, выполненных с использованием взрывной фотолитографии в форме двойного холловского креста. Эксперименты были выполнены с помощью универсальной измерительной системы PPMS Dynacool-14 в слабых электрических полях  $\leq 10$  В/см, в диапазоне температур  $T = 4,2\text{--}200$  К, в магнитном поле до 14 Тл.

## Результаты

Из анализа магнитных исследований установлено, что пленки  $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$  обладают низкой концентрацией диспергированных атомов Co и Fe

( $N_d \sim 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) в матрице  $\text{LiNbO}_3$ . В температурной зависимости проводимости НК при  $x \approx 44\text{--}60$  ат.% наблюдается логарифмический закон  $\sigma \propto \ln T$ , смещающийся с понижением  $x$  в область высоких температур, который при  $x \approx 35\text{--}43$  ат.% переходит в закон «1/2»  $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ , характерный для со-туннельных процессов переноса в НК.

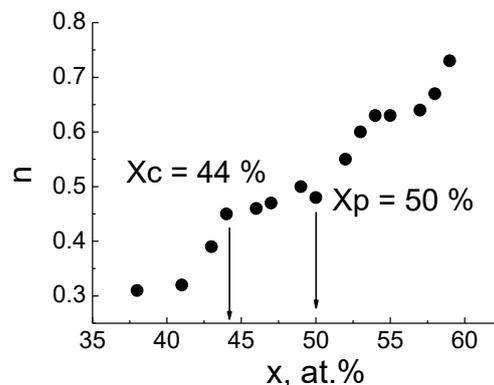
Все исследуемые образцы демонстрируют аномальный эффект Холла (АЭХ); на рис. 1, а для примера приведены полевые зависимости холловского сопротивления для образца с  $x = 44$  ат.%. Изучена зависимость сопротивлением АЭХ  $\rho_{\text{АНЕ}} = 4\pi R_s M$  от продольного сопротивления  $\rho_{xx} = \rho$  при фиксированных  $x$  путем изменения температуры (рис. 1, б). Оказалось (рис. 2), что степень  $n$  в скейлинговой зависимости  $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(x, T)]^n$  ведет себя немонотонно: в диапазонах  $x \approx 35\text{--}44$  ат.% и  $x \approx 50\text{--}60$  ат.% наблюдается явный рост показателя ( $n \approx 0,31\text{--}0,45$  и  $n \approx 0,48\text{--}0,73$  соответственно), а в интервале  $x \approx 44\text{--}50$  ат.% величина  $n$  практически не изменяется ( $n \approx 0,45\text{--}0,48$ ).



**Рис. 1.** Полевые зависимости холловского сопротивления (а) и зависимость холловского сопротивления от продольного сопротивления для образца с  $x = 44$  ат.%, полученная при изменении температуры (б)

При этом в концентрационном поведении  $\sigma(x)$  область перехода от слабой степенной к сильной экспоненциальной зависимости  $\sigma(x)$  довольно сильно размыта и не содержит ярких особенностей в диапазоне  $x \approx 44\text{--}60$  ат.%. Мы полагаем, что локальные

области изломов в зависимости  $n(x)$  указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции (при  $x_p \approx 50$  ат.%) и переход металл-диэлектрик ( $x_c \approx 44$  ат.%), которые в данных системах заметно отличаются.



**Рис. 2.** Зависимость степени  $n$  в скейлинговой зависимости  $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(x)]^n$  от содержания металлической компоненты

Таким образом, определяемый механизмом АЭХ показатель степени  $n$  гораздо сильнее отражает транспортные особенности НК при изменении его состава, чем вид температурной зависимости сопротивления. Особенности механизма АЭХ ниже порога перколяции связываются с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3 центров в результате спин-орбитального взаимодействия. Не исключается также возможность проявления туннельного АЭХ барьерного типа на интерфейсах гранул [5].

## Выводы

Изучение скейлинговой зависимости  $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(x)]^n$  является эффективным инструментом в выявлении транспортных особенностей НК при изменении его состава.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00171) с использованием оборудования Ресурсного центра НИЦ «Курчатовский Институт».

## Литература

1. I. S. Beloborodov, et al. // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 469.
2. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, K. Yu. Chernoglazov, et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95, no. 14. P. 144202.
3. A. V. Vedyayev, et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 247204.
4. S. N. Nikolaev, et al. // JETP Letters. 2023. V. 118. P. 58.
5. Е. А. Караштин и др. // ЖЭТФ. 2023. Т. 163. С. 5.

# Исследование фазовых состояний системы триплетных бозонов численным методом Монте-Карло

С. В. Нuzhin\*, В. А. Улитко, Ю. Д. Панов, А. С. Москвин

Институт естественных наук и математики УрФУ, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, Свердловская обл., 620026  
\*nuzhin.stepan@urfu.ru

В работе рассматривается модель решетки спин-триплетных эффективных локальных композитных заряженных бозонов. Обсуждаются особенности реализации алгоритма классического метода Монте-Карло, связанные с необходимостью организации однородной выборки состояний из фазового пространства, обеспечивающей кинематический учет сохранения числа бозонов на решетке.

## Введение

Как показано в работах [1, 2], широкий ряд соединений на основе ян-теллеровских (ЯТ) 3d- и 4d-ионов неустойчив относительно так называемого анти-ян-теллеровского диспропорционирования с образованием необычной системы, эквивалентной системе эффективных композитных спин-триплетных бозонов, движущихся в немагнитной или магнитной решетке. К таким ЯТ-магнетикам принадлежат, в частности, редкоземельные ортоникелаты  $RNiO_3$  [3], неустойчивые к переносу заряда с диспропорционированием, представляющим собой альтернативный механизм снятия орбитального вырождения [4]. В результате электронную структуру ортоникелата можно представить как систему эффективных локальных композитных спин-триплетных бозонов с конфигурацией  $e_g^{2,3}A_{2g}$ , движущихся в решетке немагнитных центров с конфигурацией  $t_{2g}^{6,1}A_{1g}$  [1, 2]. Ортоникелаты многие годы являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1], однако вопрос о механизме формирования электронной структуры и фазовых переходов в них до сих пор остается открытым. На наш взгляд, применение модели спин-триплетных бозонов могло бы объяснить необычные магнитные и транспортные свойства ортоникелатов. Однако в отличие от теории решеточных бесспиновых локальных (hard-core) бозонов (см. например, обзор [5]), модель спин-триплетных локальных бозонов на решетке развита слабо. В данной работе нами рассмотрены особенности реализации алгоритма классического метода Монте-Карло для решетки спин-триплетных эффективных локальных композитных заряженных бозонов.

## Описание модели

Мы рассматриваем кубическую решетку, на каждом узле решетки выбран базис  $|n\sigma\rangle$ , где  $n$  – число бозонов,  $\sigma$  – проекция спина ( $\sigma = 1, 0, -1$ ), который включает 4 состояния:  $|0\ 0\rangle$ ,  $|1\ 1\rangle$ ,  $|1\ 0\rangle$ ,  $|1\ \bar{1}\rangle$ .

Гамильтониан системы с постоянным числом бозонов  $\frac{1}{N} \sum_i \langle \hat{n}_i \rangle = \text{const}$  имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} &= \hat{\mathcal{H}}_{tr} + \hat{\mathcal{H}}_{ch} + \hat{\mathcal{H}}_{spin}, \\ \hat{\mathcal{H}}_{tr} &= -t \sum_{\langle i>j \rangle \sigma} (\hat{B}_{i\sigma}^+ \hat{B}_{j\sigma} + \hat{B}_{j\sigma}^+ \hat{B}_{i\sigma}), \\ \hat{\mathcal{H}}_{ch} &= V \sum_{\langle i>j \rangle} \hat{n}_i \hat{n}_j - \mu \sum_i \hat{n}_i, \end{aligned}$$

$$\hat{\mathcal{H}}_{spin} = J \sum_{\langle i>j \rangle} (\hat{s}_i, \hat{s}_j) - \sum_i (\mathbf{h}, \hat{s}_i),$$

где  $t$  – интеграл переноса,  $J > 0$  – обменный интеграл,  $V > 0$  – кулоновский интеграл, или параметр нелокальных корреляций,  $\mathbf{h}$  – магнитное поле, индексы  $i, j$  пробегает значения от 1 до  $N$  – число узлов в решетке, собственное значение проекции спина принимает значения  $+1, 0, -1$ .

Первое слагаемое учитывает перенос бозона с сохранением проекции спина, второе – нелокальные заряд-зарядовые корреляции, третье слагаемое введено для явного учета сохранения заряда системы. Гамильтониан  $\hat{\mathcal{H}}_s$  учитывает изотропное спиновое обменное взаимодействие бозонов в приближении ближайших соседей и зеемановское взаимодействие.

## Описание классического метода Монте-Карло

Для классического алгоритма требуется реализовать однородную выборку состояний в фазовом пространстве системы. Состояние на узле описывается волновой функцией

$$|\Psi\rangle = c_{0,0}|0\ 0\rangle + c_{1,1}|1\ 1\rangle + c_{1,0}|1\ 0\rangle + c_{1,-1}|1\ -1\rangle.$$

Для получения однородной выборки мы генерируем на каждом шаге Монте-Карло модули  $r_k$  комплексных коэффициентов  $c_k = r_k e^{i\phi_k}$  как равномерно распределенные случайные величины на единичной сфере  $\sum_k r_k^2 = 1$ . В явном виде их параметризация через гиперсферические координаты задается следующими выражениями:

$$\begin{cases} r_{0,0} = R \cos \theta, \\ r_{1,1} = R \sin \theta \sin \psi \cos \varphi, \\ r_{1,0} = R \sin \theta \cos \psi, \\ r_{1,-1} = R \sin \theta \sin \psi \sin \varphi, \end{cases}$$

где  $R = 1$ , а угловые переменные  $\theta, \psi, \varphi \in [0, \frac{\pi}{2}]$ , определяются из сгенерированных равномерно распределенных случайных величин:

$$\alpha = \sin^6 \theta, \beta = \sin^4 \psi, \gamma = \sin^2 \varphi, \xi_k = \frac{\phi_k}{2\pi}.$$

Плотность бозонов при генерации величин не сохраняется, поэтому мы рассматриваем пару узлов, для которых требуем сохранения числа бозонов на каждом элементарном шаге алгоритма. При генерации равномерно распределенных состояний в фазовом пространстве системы распределение числа бозонов  $n$  на узле должно подчиняться уравнению  $f(n) = 3n^2$ , где  $n = \langle \hat{n}_i \rangle$  и  $n \in [0, 1]$ .

Будем считать числа заполнения бозонов на разных узлах независимыми случайными величинами. В этом случае функция распределения числа бозонов на узле  $n_1$  для пары узлов с общим числом бозонов  $2n$  имеет вид

$$F_{pair}(n_1, 2n) = \frac{\int_{n_{1,\min}(n)}^{n_1} f(x)f(2n-x)dx}{\int_{n_{1,\min}(n)}^{n_{1,\max}(n)} f(x)f(2n-x)dx},$$

где  $n_{1,\min}(n) = n - \frac{1}{2} + |\frac{1}{2} - n|$  и  $n_{1,\max}(n) = n + \frac{1}{2} - |\frac{1}{2} - n|$  – границы интервала, в котором может изменяться число бозонов на одном из узлов, если величина  $2n$  задана.

### Алгоритм выбора состояний с сохранением заряда

1. Для выбранной пары узлов определяем заряд:  $2n = n_{1,0} + n_{2,0}$ .
2. Находим новый заряд  $n_1$  на одном узле из решения уравнения  $F_{pair}(n_1; 2n) = \gamma$ , где  $F_{pair}$  – равномерно распределенная на  $[0,1]$  случайная величина.
3. Находим новый заряд  $n_2$  на втором узле:  $n_2 = 2n - n_1$ .
4. Находим величины  $\theta_i = \arcsin(\sqrt{n_i})$ ,  $i = 1,2$ .
5. Находим величины  $\psi_i = \arcsin(\sqrt[4]{\beta_i})$ ,  $i = 1,2$ , где  $\beta_i$  – равномерно распределенные на  $[0,1]$  случайные величины.
6. Находим величины  $\phi_i = \arcsin(\sqrt{\gamma_i})$ ,  $i = 1,2$ , где  $\gamma_i$  – равномерно распределенные на  $[0,1]$  случайные величины.
7. Вычисляем  $r_k^{(i)}$ .
8. Генерируем равномерно распределенные случайные фазы

$$0 \leq \phi_k^{(i)} \leq 2\pi,$$

$$k = (0,0), (1,1), (1,0), (1,-1), i = 1,2.$$

9. Находим новые коэффициенты волновой функции на узле:  $c_k^{(i)} = r_k^{(i)} e^{i\phi_k^{(i)}}$ .

### Заключение

В модели триплетных бозонов реализуются квантовые фазовые состояния, такие как сверхтекучая жидкость и сверхтекучее твердое тело, ферро- и антиферромагнитная фаза, фаза зарядового упорядочения, а также фазовые расслоения. Чтобы определить наличие определенной фазы, мы вычисляем параметры порядка  $\langle B_\sigma \rangle$ ,  $\langle n \rangle$ ,  $\langle s \rangle$ , связанные со сверхтекучестью бозонов, с зарядовым упорядочением и с магнитным упорядочением соответственно. Рассчитанные в рамках рассмотренного алгоритма с кинематическим учетом сохранения заряда системы бозонов температурные зависимости различных термодинамических параметров системы и параметров порядка позволяют построить температурные фазовые диаграммы.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Минобрнауки РФ.

### Литература

1. A. S. Moskvina // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 085601.
2. A. S. Moskvina // Magnetochemistry V. 9. 2023. P. 224.
3. M. L. Medarde // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 1679.
4. I. I. Mazin et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 176406.
5. R. Micnas et al. // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 113.

# Невзаимное распространение спиновых волн в магнонной структуре с металлическим слоем

С. А. Одинцов\*, А. С. Пташенко, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012  
\*odinoff@gmail.com

Однонаправленный перенос информации часто реализуется в магнитных приложениях с помощью фильтров, изоляторов и циркуляторов. В этой работе предложена конструкция однонаправленной магнонной структуры, которая реализована в виде ЖИГ-волноводов с латеральной связью, покрытых металлическим слоем. Экспериментально обнаружено и численно подтверждено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая может контролироваться направлением внешнего магнитного поля.

## Введение

Исследования переноса спинового импульса в планарных и многослойных магнитных структурах позволяют сказать, что спиновые волны (СВ) могут быть использованы в качестве носителей информации в низкоэнергетических вычислительных устройствах [1, 2]. Более того, невзаимные свойства СВ используются в устройствах спинтроники, таких как диоды, изоляторы, гираторы и циркуляторы [3]. Невзаимность в СВ объясняется асимметричной эффективностью возбуждения СВ, движущихся в противоположных направлениях, и/или интерференцией между внутриплоскостной и внеплоскостной компонентами динамической намагниченности. Улучшение невзаимного соотношения амплитуд разнонаправленных СВ может принести пользу таким СВ-устройствам, как диоды и изоляторы.

## Основная часть

В настоящей работе исследованы невзаимные свойства СВ, распространяющихся в латерально связанной системе волноводов, покрытых металлом. Экспериментально и численно было обнаружено, что предложенная структура может демонстрировать однонаправленную связь, которая легко управляется направлением внешнего магнитного поля. Такие системы могут служить строительными блоками для магнонных вычислительных архитектур, использующих невзаимное распространение спиновых волн.

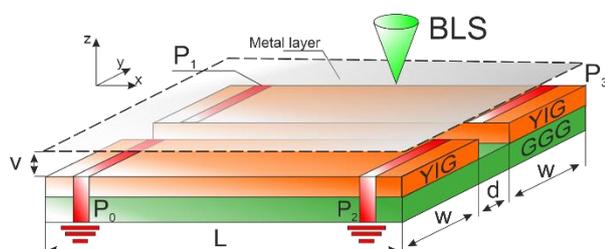


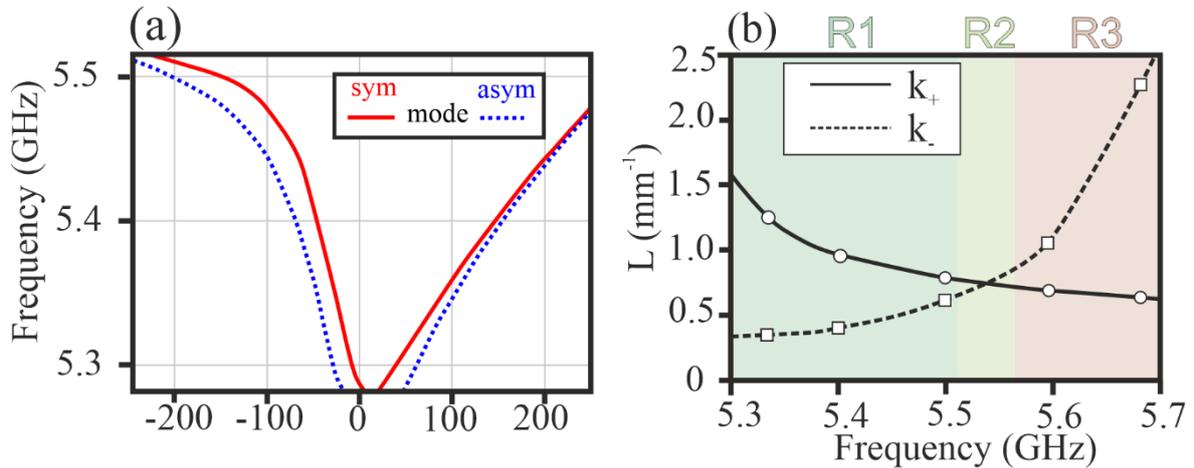
Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Два параллельных волновода из железо-иттриевого граната (YIG) (длина 8 мм, ширина  $w = 200$  мкм и толщина  $t = 10$  мкм) расположены лате-

рально параллельно друг другу с зазором  $d$  на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Над структурой с воздушным зазором размещен металлический слой.

$H = 1200$  Э, ориентированное вдоль короткой оси каждого нановолновода для эффективного возбуждения направляемой магнитоэлектронной поверхностной волны (MSSW).

Схематическое изображение исследуемой системы показано на рис. 1. Два латеральных волновода S1 и S2 из иттрий-железного граната (YIG) (длина 8 мм, ширина 200 мкм и толщина 10 мкм) расположены латерально параллельно друг другу с зазором на подложке из гадолиний-галлиевого граната (GGG). Металлический слой расположен над латеральной структурой с воздушным зазором. Для СВЧ-измерений использовались микрополосковые антенны шириной 30 мкм, обозначенные красной областью на расположенных во входном и выходном сечении волноводов. Расстояние между входным и выходным преобразователями составляло  $\sim 5$  мм. Вдоль оси  $y$  приложено внешнее магнитное поле  $H = 1200$  Э. На рис. 2, *a* показан результат численного моделирования исследуемой структуры в виде дисперсионных характеристик СВ в положительном и отрицательном направлении распространения вдоль оси  $x$ . В этих результатах хорошо заметен эффект невзаимности. В частности, на частоте 5,4 ГГц волновые числа противоположных волн отличаются почти в 3 раза, что свидетельствует о ярко выраженном невзаимном характере распространения СВ в такой структуре. Параметр, характеризующий распространение волн с передачей энергии от одного волновода к другому, называется длиной связи, которая численно равна расстоянию, на котором энергия СВ полностью передается от одной полосы к другой, и может быть выражена как  $L = \pi / (k_s - k_{as})$ , где  $k_s$  – волновой номер симметричной моды, а  $k_{as}$  – волновой номер несимметричной моды. Зависимость длины связи от частоты для положительного и отрицательного распространения СВ показана на рис. 2, *b*. Видно, что в определенных условиях частот можно сделать  $L$  одинаковой для обоих направлений. В этом диапазоне частот предложенная структура действует как обычный магнонный ответвитель [4].



**Рис. 2.** Дисперсионные характеристики исследуемой структуры в положительном и отрицательном направлениях распространения СВ, полученные с помощью моделирования МКЭ (а); длина связи в зависимости от частоты для различных направлений распространения волн (b)

В заключение следует отметить, что экспериментальные и вычислительные расчеты показывают, что, изменяя направление магнитного поля, можно повысить эффективность невзаимного распространения СВ в пропорциональном распространении волн YIG с металлическим слоем над связной структурой.

### Выводы

Таким образом, в такой системе можно реализовать простой метод управления невзаимным распространением спиновых волн с помощью геометрии. Полученные результаты открывают альтернативные пути создания невзаимных магнитных устройств и мотивируют к более глубокому изучению данного типа систем с целью оптимизации их конструкции в

соответствии с необходимыми требованиями приложений в системах обработки сигналов.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 23-29-00610).

### Литература

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov and D. Grundler // J. Phys. D: Appl. Phys. 43. P. 264001 (2010).
2. A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, et al. // IEEE Magnetic letters. V. 9, no. 1. P. 1–5 (2018).
3. V. G. Harris // IEEE Transactions on Magnetics. 48. P. 1075 (2012).
4. A. V. Sadovnikov, S. A. Odintsov, E. N. Beginin, et al. // JETP Letters. V. 107(1). P. 25–29 (2018).

# Диагностика тонкопленочных структур из системы материалов [Co(x)/Pt]/Co(x)/IrMn

А. Н. Орлова<sup>1,\*</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*orlova.anastasia@ipmras.ru

Целью работы является обнаружение отдельных локализованных неоднородных магнитных состояний в слоистых пленочных структурах из системы материалов [Co(x)/Pt]/Co(x)/IrMn под действием эффекта обменного смещения, а также исследование структур на предмет деградации. Подобные структуры ранее исследовались в Китае, и было показано, что в таких структурах возможно получение скирмионных состояний. Проведена диагностика магнитных и структурных свойств ряда образцов с различной толщиной и количеством слоев.

## Введение

Неоднородные состояния в магнитных материалах, в том числе скирмионные состояния, как правило, могут возникать из-за наличия взаимодействия Дзялошинского – Мориа в системе, так как ВДМ оказывает существенное влияние на магнитные свойства образцов.

Структуры, исследуемые в данной работе, отличаются тем, что обменный сдвиг в них достигается не в результате ВДМ, а благодаря правильно подобранной системе материалов (т. к. влияние ВДМ в системе с IrMn очень мало) [1]. Эффект обменного смещения может возникать в системе, состоящей из ферромагнитной и антиферромагнитной пленок. В нашей работе мы использовали в качестве ферромагнетика многослойную периодическую структуру Co/Pt, а в качестве антиферромагнетика – IrMn [2, 3]. Для того чтобы понять, при каких условиях достигается высокая плотность скирмионов, было изготовлено несколько структур с различными параметрами.

Также в данной работе проверяется несколько гипотез, связанных с деградацией (изменением магнитных свойств) структур и влиянием отжига на обменный сдвиг. Для этого была выращена серия образцов с разной толщиной слоя кобальта. Часть образцов периодически подвергалась нагреву, а другая часть деградировала естественным образом. Для оценки смещения до и после отжига проводились магнитооптические измерения эффекта Керра в полярной геометрии.

## Методика эксперимента

Структуры были изготовлены методом высоковакуумного магнетронного распыления в перпендикулярном магнитном поле (500 Э). Перед напылением подложка обрабатывалась в аргоновой высокочастотной плазме с энергией ионов ~30 эВ. После напыления образцы подвергались процедуре «field cooling»: сначала образец нагревался до 200 °С, затем помещался в перпендикулярное магнитное поле величиной 4 кЭ, после чего нагрев отключался и происходило остывание образца в магнитном поле. Процесс напыления проходил при рабочем давлении в камере аргона 2 мТорр и остаточном давлении  $2 \cdot 10^{-7}$  Торр. Скорости напыления имели следующие значения:

Co – 0,10 нм/с, Pt – 0,22 нм/с, IrMn – 0,033 нм/с, Ta – 0,12 нм/с.

Для диагностики магнитной текстуры полученных образцов использовались методы аналитической и лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). С этой целью структуры напыляются на мембраны из нитрида кремния с окном толщиной 50–100 нм.

## Результаты

В эксперименте исследовались многослойные структуры, состоящие из тонких слоев Co, Pt, IrMn и Ta. Такие структуры на основе тонких слоев кобальта и платины обладают перпендикулярной магнитной анизотропией. Толщина кобальта варьировалась в пределах от 0,6 до 1,3 нм. Приведены результаты исследований только тех структур, в которых были обнаружены скирмионные состояния, а именно с толщиной слоев кобальта 1 нм.

Анализ размеров кристаллитов в пленках был произведен с помощью ПЭМ (Carl Zeiss Libra 200MC), с использованием методики темнопольного изображения. Средний размер областей когерентного рассеяния определяется с помощью автокорреляционного анализа в полярных координатах, который позволяет оценить форму кристаллитов структуры. Размер нанокристаллитов составляет  $3,42 \pm 0,36$  нм. Характерный вид темнопольных микрофотографий приведен на рис. 1.

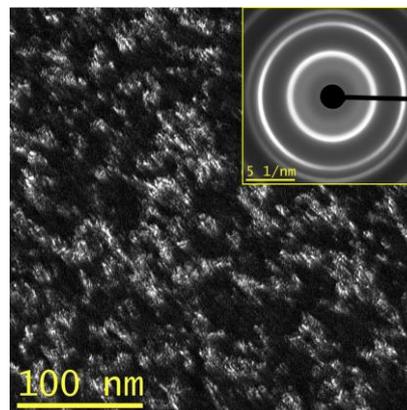


Рис. 1. Темнопольная микрофотография структуры [Co(1)/Pt]/Co(1)/IrMn и дифракционная картина от выделенной области

Для наблюдения скирмионов было проведено исследование на микроскопе в режиме френелевского контраста. Результат представлен далее на рис. 2, где желтым цветом выделены обнаруженные скирмионы.

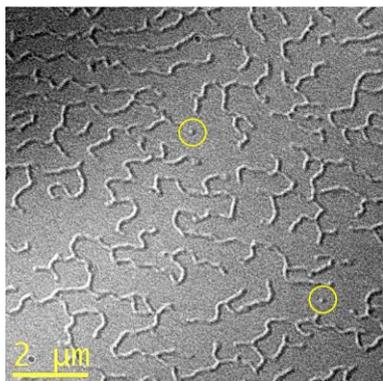


Рис. 2. ЛПЭМ-изображение структуры [Co(1)/Pt]/Co(1)/IrMn

Измерения магнитооптического эффекта Керра проводились в полярной геометрии, так как структуры обладают, как было уже сказано ранее, перпендикулярной магнитной анизотропией. Типичный вид кривых намагничивания образцов приведен на рис. 3 и 4.

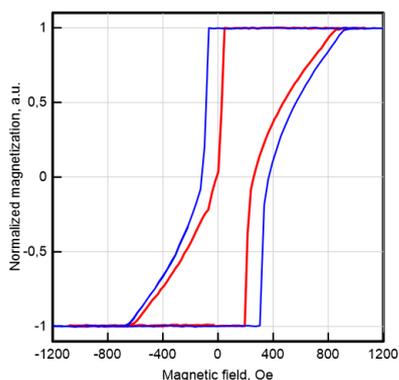


Рис. 3. Кривые намагничивания для структуры, которая деградировала естественным образом: исходное состояние структуры отмечено красным цветом, а синим цветом — состояние структуры спустя полгода

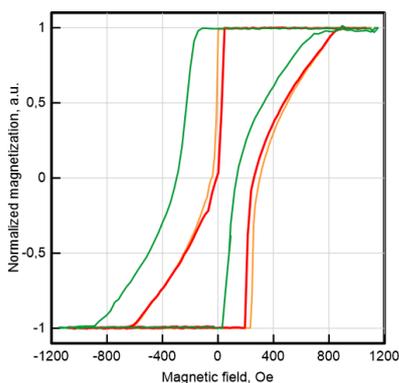


Рис. 4. Кривые намагничивания структуры, подверженной нагреву: исходное состояние структуры отмечено красным цветом, а оранжевым цветом — состояние структуры сразу после нагрева, зеленым — после повторного нагрева спустя полгода

Для оценки изменения магнитных свойств были посчитаны обменное смещение и коэрцитивность для всех исследуемых образцов.

Таблица 1. Сравнение значения величины обменного смещения ( $H_{bias}$ ) и коэрцитивности ( $H_c$ ) для структуры [Co(1)/Pt]/Co(1)/IrMn

Структура	$H_{bias}$ , Э	$H_c$ , Э
Начальное состояние	131	136
Естественная деградация	154	240
Влияние первичного нагрева	138	169
Повторный нагрев (спустя 6 месяцев)	-73	229

Естественное старение образцов приводит к увеличению обменного смещения и коэрцитивности. Однако нагрев влияет на изменение характеристик неоднозначно. Первоначальные свойства структуры меняются незначительно после отжига, но спустя полгода мы наблюдаем заметный сдвиг петли в левую сторону и увеличение коэрцитивности. Для других образцов исследования проводились аналогичным образом и наблюдались подобные изменения.

## Выводы

При исследовании магнитной текстуры методом лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии были обнаружены скирмионные состояния в структуре [Co(1)/Pt]/Co(1)/IrMn.

Установлено, что по истечении времени наблюдаются изменения магнитных характеристик образцов, а именно тенденция увеличения поля смещения и коэрцитивности. Нагрев мало изменяет первоначальные магнитные свойства, но если провести отжиг образцов после 6-месячного старения, то наблюдается изменение обменного сдвига, причем обменный сдвиг изменяется значительно больше, чем без проведения отжига.

## Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

## Литература

1. Y. Saito, F. N. Kholid, E. Karashtin, I. Pashenkin, R. Mikhaylovskiy // Phys. Rev. Applied. 19, 064040 (2023).
2. J. Sort et al. // Phys. Rev. B. 71. 054411 (2005).
3. Y. F. Liu et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 42, 115002 (2009).

# Усиление эффекта Фарадея в таммовских структурах с гибридными оптическими модами

С. В. Османов<sup>1,\*</sup>, Т. В. Михайлова<sup>1</sup>, С. Д. Ляшко<sup>1</sup>, С. В. Томилин<sup>1</sup>, Е. В. Скороходов<sup>2</sup>,  
С. А. Гусев<sup>2</sup>, А. В. Каравайников<sup>1</sup>, А. Л. Кудряшов<sup>1</sup>, В. Н. Бержанский<sup>1</sup>,  
А. Н. Шапошников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, пр. Акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680

\*osmanovfti1@mail.ru

В работе исследованы свойства структур со связанным состоянием таммовских плазмон-поляритонов и микрорезонаторной моды Фабри – Перо при наклонном падении. Показано, что величина расталкивания мод при нормальном и наклонном падении зависит от числа пар слоев в зеркалах Брэгга. Продемонстрировано максимальное усиление эффекта Фарадея (43 раза) для *s*-поляризованных волн при наклонном падении для рассматриваемых конфигураций.

## Введение

Магнитооптические эффекты (эффект Фарадея, Керра, Фохта и др.) в сплошных пленках висмут-замещенных ферритов-гранатов уже достаточно давно хорошо изучены. Однако до сих пор актуальным является поиск способов усиления магнитооптических эффектов методами структурирования (созданием наноструктур с магнитооптическими элементами различных конфигураций). В работах [1, 2] было показано, что одномерные магнитофотонные микрорезонаторные и таммовские структуры приводят к усилению эффекта Фарадея на резонансных длинах волн мод Фабри – Перо и таммовского плазмон-поляритона (ТПП). Таммовские структуры – это структуры, в которых происходит образование оптической моды ТПП, связанной моды стоячей поверхностной электромагнитной волны и нераспространяющихся поверхностных плазмонных колебаний. В данном исследовании предлагается рассмотреть свойства таммовских структур, которые содержат магнитооптические слои висмут-замещенных ферритов-гранатов и благородного металла золота. При этом в структурах возникает дополнительно микрорезонаторная мода Фабри – Перо. Ранее было показано, что коэффициент усиления эффекта Фарадея в таких структурах возможно варьировать, изменяя толщину «буферного» слоя, прилегающего к слою золота [2]. Образование связанного состояния приводит к различной локализации электромагнитной волны внутри магнитооптического слоя.

В данной работе предлагается исследовать свойства структур со связанным состоянием ТПП и микрорезонаторной моды Фабри – Перо различной конфигурации в зависимости от угла падения и поляризации падающего луча. В общем структуры можно описать формулой

$$[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^{m1}/\text{D1}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^{m2}/\text{D2}/\text{Au}, \quad (1)$$

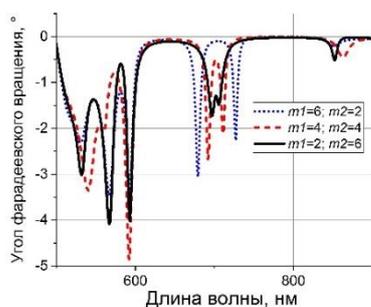
где  $[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^{m1}$  и  $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^{m2}$  – зеркала Брэгга из слоев диоксидов титана и кремния,  $m1$  и  $m2$  – число пар слоев в зеркалах Брэгга, Au – слой золота, D1 и D2 – слои, благодаря которым формируется микрорезонаторная мода Фабри – Перо и ТПП соответственно.

## Результаты

Расчеты проводились методом матриц переноса  $4 \times 4$ , в котором используются подход Берремана (Berreman) и др. [3] для формирования матриц переноса слоев и всей структуры. Конфигурации структур выбирались таким образом, чтобы резонансная длина волны моды Фабри – Перо находилась в центре ФЗЗ в окрестности 700 нм, а длина волны ТПП регулировалась толщиной одного из слоев D2, находящегося под слоем золота.

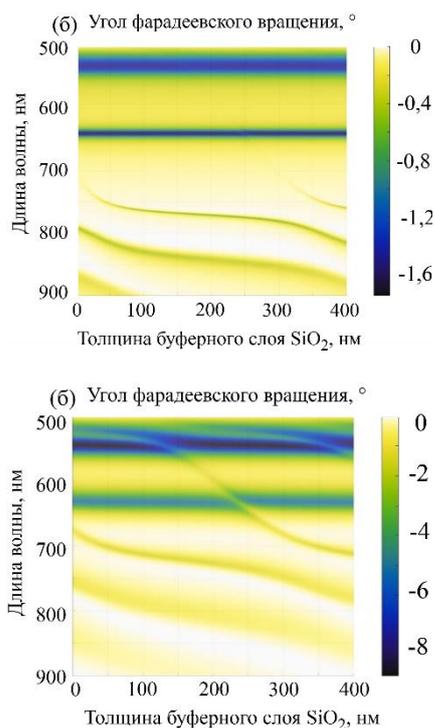
Интерес к исследованиям свойств при наклонном падении обусловлен тем, что при увеличении угла падения коэффициенты отражения Френеля зеркал Брэгга фотонных кристаллов для *s*- и *p*-поляризованных волн становятся различными. *S*-поляризованные волны эффективнее отражаются от границ разделов слоев, чем *p*-поляризованные. Поэтому с увеличением угла падения добротность оптических мод интерференционной природы для *s*-поляризованной волны увеличивается, а для *p*-поляризованной – уменьшается. В результате угол фарадеевского вращения любой из фотонных структур для *s*-поляризованной волны увеличивается, а для *p*-поляризованной – уменьшается [4]. Получается, что коэффициент усиления угла фарадеевского вращения по сравнению со слоем используемого висмут-замещенного феррита-граната больше для *s*-поляризованной волны.

Расчетные спектры угла фарадеевского вращения одной из конфигураций структуры (1) представлены на рис. 1. В рассматриваемой структуре D1 – это слои гадолиний-скандиевого галлиевого граната  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$  и висмут-замещенного феррита-граната  $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , а D2 – это буферный слой оксида кремния (далее по тексту структура 1a). При этом для сравнения варьируются числа  $m1$  и  $m2$ , а другие параметры структуры остаются одинаковыми. Видно, что асимметрия зеркал Брэгга влияет на величину расталкивания резонансов связанного состояния мод Фабри – Перо и ТПП, формируемого при толщине буферного слоя оксида кремния 215 нм. Дополнительно, усиление эффекта Фарадея в окрестности резонансных длин волн выше для структуры с  $m1 = 6$  и  $m2 = 2$ .



**Рис. 1.** Расчетные спектры угла фарадеевского вращения структуры 1 при нормальном падении. Толщина магнитного слоя одинакова и составляет 225 нм

На рис. 2 продемонстрировано, как состояние поляризации света влияет на формирование спектров углов фарадеевского вращения структуры (1) уже при наклонном падении (угол падения света  $60^\circ$ ) в зависимости от толщины буферного слоя оксида кремния. Для конфигурации с симметричными зеркалами Брэгга показано, что при наклонном падении при изменении угла падения от  $0^\circ$  до  $60^\circ$  наличие гибридного состояния мод Фабри – Перо и ТПП приводит к разному спектральному смещению резонансов ТПП для  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн.



**Рис. 2.** Расчетные спектры угла фарадеевского вращения с асимметричными зеркалами Брэгга  $m1 = 2$  и  $m2 = 6$  в зависимости от толщины слоя буферного слоя оксида кремния:  $s$ - (а) и  $p$ -поляризованного света (б)

В табл. 1 приведены расчетные значения коэффициента усиления эффекта Фарадея микрорезонаторной моды для трех конфигураций структур с одинаковой толщиной буферного слоя оксида кремния 50 нм.

**Таблица 1.** Коэффициент усиления эффекта Фарадея микрорезонаторной моды для структуры (1а) в различных конфигурациях падения

$m1$ и $m2$	Нормальное падение, $s$ - и $p$ -поляризации	Угол падения $60^\circ$ , $p$ -поляризация	Угол падения $60^\circ$ , $s$ -поляризация
6; 2	19,9	1,8	43
4; 4	13,9	3	18
2; 6	4,4	2,4	4

Основываясь на расчетах, были синтезированы некоторые конфигурации. Структуры были синтезированы с использованием метода магнетронного распыления (установка «МВУ ТМ МАГНА 09») на пластинах гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Гранатовые слои формировались посредством осаждения на горячую подложку и последующего кристаллизационного отжига на воздухе. Осаждение материала с керамических мишеней с химическим составом смеси оксидов, соответствующих составу граната, осуществлялось в атмосфере аргона и кислорода. Оптимальные условия синтеза были найдены посредством исследований оптических, магнитных и магнитооптических свойств единичных слоев гранатов. Эксперимент показал хорошее соответствие модельных и экспериментальных зависимостей эффектов.

## Выводы

Для конфигурации таммовской структуры со связанным состоянием мод Фабри – Перо и ТПП обнаружено, что при увеличении расстояния между подложкой и магнитным дефектным слоем структуры ( $m1 > m2$ ) спектральное расталкивание между резонансными длинами волн связанного состояния увеличивается. При этом значения угла фарадеевского вращения возрастают для обеих мод относительно другой асимметричной ( $m1 < m2$ ) и симметричной конфигурации ( $m1 = m2$ ). При увеличении расстояния между магнитным дефектным слоем структуры и слоем золота ( $m1 < m2$ ) возникает точка пересечения мод.

## Финансирование

Структуры изготавливались с использованием технологического и аналитического оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 19-72-20154, <https://rscf.ru/project/19-72-20154/>).

## Литература

1. Magnetophotonics: From Theory to Applications. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2013.
2. T. Mikhailova, S. Tomilin, S. Lyashko, M. Kozhaev, A. Shaposhnikov, A. Karavainikov, V. Berzhansky, V. Belotelov // Opt. Mater. Express. 12, 685 (2022).
3. N. C. Passler, A. Paarmann // J. Opt. Soc. Am. B. 34, 2128 (2017).
4. A. M. Grishin, S. Khartsev // JETP Letters. 109, 83 (2019).

# Управление ячейкой SOT-MRAM внешним магнитным полем и током

Н. В. Островская<sup>1,\*</sup>, В. А. Скиданов<sup>1</sup>, Ю. А. Юсипова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, ул. Советская, 3, Зеленоград, Москва, 124365

<sup>2</sup>ООО «Альфачип», пл. Шокина, 1, стр. 8, Зеленоград, Москва, 124498

\*ost.ippm@yandex.ru

Исследовано переключение ячеек с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев, работа которых базируется на спиновом эффекте Холла. На основе обобщенного уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта построена динамическая система, описывающая движение вектора намагниченности в элементе SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией активного слоя под действием зарядового тока и внешнего магнитного поля. Проведен ее качественный анализ. Выявлены состояния равновесия системы и проведена классификация основных динамических режимов.

## Введение

Спин-поляризованный ток, который позволяет передачу спинового углового момента между двумя магнитными слоями, служит основным способом управления состояниями битов в магнитной памяти, названной STT-MRAM [1–3]. Альтернативой такой памяти является память SOT-MRAM, которая обладает свойствами энергонезависимости, обратимости, высокой скорости, низкой рассеиваемой мощности и хорошей совместимости с традиционной полупроводниковой промышленностью [4]. В настоящее время предложено несколько конфигураций ячеек SOT-MRAM, обладающих разными свойствами. Здесь нами исследована работа ячеек с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев, отличная от конфигураций, рассмотренных в работе [5]. В основе их функционирования лежит спиновый эффект Холла.

## Модель

На рис. 1 приведено схематическое изображение элемента SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев (FL – ferromagnet layers). Слои ферромагнетика разделены слоем немагнитного материала, обеспечивающего туннельную связь между слоями (TB – tunnel barrier). Трехслойная структура квадратного поперечного сечения размещена на проводящих шинах из тяжелого металла, Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt, (HM – heavy metal). Одна шина обеспечивает запись нуля либо единицы в ячейку памяти, другая шина – чтение информации из ячейки.

В основе описания динамики вектора намагниченности свободного слоя лежит уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта.

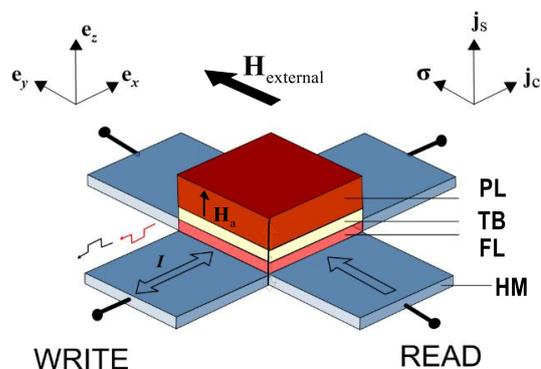
$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{a}{M_s} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] + \mathbf{T}_{\text{SOT}}, \quad (1)$$

где вращательный спин-орбитальный момент  $\mathbf{T}_{\text{SOT}}$  равен

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{\text{SOT}} &= \mathbf{T}_{\text{FL}} + \mathbf{T}_{\text{DL}}, \\ \mathbf{T}_{\text{FL}} &= |\gamma \mu_0| j \theta_{\text{SH}} \chi_{\text{DL}} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_y]], \\ \mathbf{T}_{\text{DL}} &= |\gamma \mu_0| j \theta_{\text{SH}} \chi_{\text{FL}} M_s [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_y]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума, нормированная плотность зарядового тока равна  $j = J/J_{\text{norm}} =$

$= J \hbar / g |e| d \mu_0 M_s^2$ ,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $g \approx 2$  – фактор Ланде,  $e$  – заряд электрона,  $d$  – толщина свободного ферромагнитного слоя,  $M_s$  – намагниченность насыщения свободного (активного) слоя ферромагнетика (значения параметров некоторых ферромагнитных материалов, использованные в статье, приведены в табл. 1),  $\theta_{\text{SH}}$  – угол спинового эффекта Холла,  $\theta_{\text{SH}} = j_s / j_c$ , характеризующий отношение плотности вертикального спинового тока к плотности горизонтального зарядового тока,  $\chi_{\text{DL}}, \chi_{\text{FL}}$  – эффективность спинового эффекта Холла для каждой компоненты вращательного момента,  $a$  – коэффициент диссипации. Значения параметров Холла и эффективности спиновой поляризации для структуры Ta/Co<sub>60</sub>Fe<sub>20</sub>B<sub>20</sub>/MgO приведены в табл. 1. Здесь же приведены численные значения параметров  $K$ ,  $a$  и  $\mu_0 M_s$ , использованные в вычислениях.



**Рис. 1.** Схематическое изображение элемента SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией ферромагнитных слоев ( $\mathbf{H}_{\text{external}}$  – внешнее магнитное поле,  $\mathbf{H}_a$  – поле анизотропии,  $I$  – зарядовый ток записи,  $\mathbf{j}_c$  – вектор плотности зарядового тока,  $\mathbf{j}_s$  – вектор плотности спинового тока,  $\sigma$  – направление поляризации спинов)

Для использования аппарата численного анализа уравнение (1) представим в безразмерном виде

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} + \mathbf{t}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \mathbf{M} / M_s \quad (|\mathbf{m}| = 1), \quad \mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{eff}} / M_s, \\ \mathbf{t} &= \mathbf{H}_{\text{eff}} / \gamma \mu_0 M_s^2, \quad \tilde{\tau} = [\gamma \mu_0 M_s^2]^{-1}. \end{aligned}$$

Таблица 1. Параметры моделирования динамики элемента SOT-MRAM для ферромагнетика Ta/Co<sub>60</sub>Fe<sub>20</sub>B<sub>20</sub>/MgO

Физическая величина	Численное значение	Ссылка
$K$ , МДж/м <sup>3</sup>	0,6	[6]
$\mu_0 M_s$ , Тл	1,300	[6]
$\alpha$	0,008	[7]
$\theta_{SH}$	-0,06	[4]
$\chi_{DL}$	3,2	[4]
$\chi_{FL}$	-2,1	[4]
$k = 2K/(\mu_0 M_s^2)$	0,892	

Таблица 2. Нормировки, использованные в расчетах (толщина активного слоя  $d$  равна 1 нм, фактор Ланде  $g$  считаем равным 2)

Нормировочная формула	Нормировочный коэффициент
$H = hM_s, \frac{\text{МА}}{\text{М}}$	$1,035 \cdot 10^6 h$
$J = \frac{d g \mu_0 M_s^2}{\hbar} j, \frac{\text{А}}{\text{М}^2}$	$4,081 \cdot 10^{12} j$
$K = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} k, \frac{\text{Дж}}{\text{М}^3}$	$6,724 \cdot 10^5 k$
$t = \frac{1 + \alpha^2}{\gamma \mu_0 M_s} \tau, \text{с}$	$2,745 \cdot 10^{-11} \tau$

Координатная запись уравнения (3) для рассматриваемой структуры имеет вид

$$dm_x/d\tau = P(m_x, m_y, m_z),$$

$$dm_y/d\tau = Q(m_x, m_y, m_z),$$

$$dm_z/d\tau = S(m_x, m_y, m_z),$$

где

$$\begin{aligned}
 P &= (h - cj + abj)m_z - (k - 1)m_y m_z + \\
 &+ (bj + acj - ah)m_x m_y - a(k - 1)m_x m_z^2, \\
 Q &= (k - 1)m_x m_z - a(k - 1)m_y m_z^2 + \\
 &+ (ah - acj - bj)(m_x^2 + m_z^2), \\
 S &= -(h - cj + abj)m_x + a(k - 1)m_z(1 - m_z^2) + \\
 &+ (bj - ah + acj)m_y m_z, \\
 b &= \theta_{SH} \chi_{DL}, \quad c = \theta_{SH} \chi_{FL}.
 \end{aligned} \tag{4}$$

### Качественный анализ динамической системы

Анализ динамической системы (4) может быть выполнен методами качественной теории динамических систем [8–10]. Фазовой поверхностью для уравнения (3) является поверхность единичной сферы. Через регулярную точку на фазовой поверхности проходит одна и только одна фазовая траектория. Если точка является особой, то правые части либо также имеют особенность, либо одновременно обращаются в нуль. Это позволяет определить их число и координаты (рис. 2). На левой и нижней координатных осях рис. 2 отложены размерные величины внешнего магнитного поля ( $H$ ), в которое помещен

элемент памяти, и плотности зарядового тока, пропускаемого через шину из тяжелого металла ( $J$ ). На правой и верхней оси – эти же величины, нормированные на коэффициенты из табл. 2. Примеры типичных фазовых портретов на единичной сфере представлены на рис. 3,  $a-g$ .

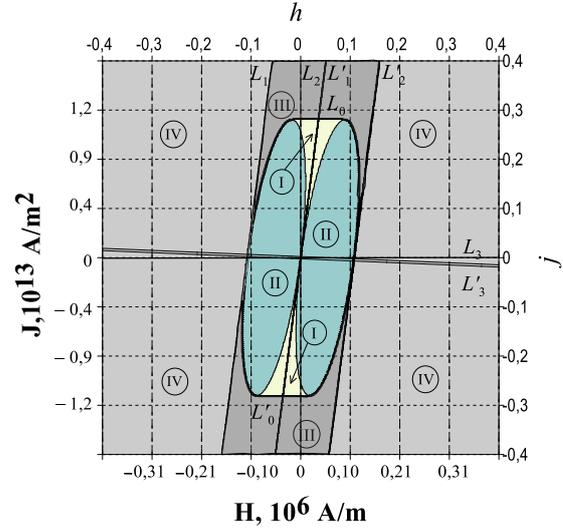


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма динамической системы, описывающей динамику намагниченности в элементе SOT-MRAM с перпендикулярной анизотропией для  $k = 0,892$ ,  $\alpha = 0,008$ . В областях I динамическая система имеет шесть особых точек, в областях II и III – четыре особых точки, во внешних областях IV – две особых точки, именно  $(0, \pm 1, 0)$

Точка  $P_0(h = 0, j = 0)$  (точка 0)

В этом случае система (4) вырождается к виду

$$\begin{aligned}
 dm_x/d\tau &= -m_z(k - 1)(\alpha m_x m_z + m_y), \\
 dm_y/d\tau &= -m_z(k - 1)(\alpha m_y m_z - m_x), \\
 dm_z/d\tau &= -m_z(k - 1)(m_z^2 - 1).
 \end{aligned} \tag{5}$$

Из (5) видно, что система имеет особую линию  $m_z = 0$ , совпадающую с экватором единичной сферы, и две изолированные особые точки типа фокус с координатами  $(0, 0, \pm 1)$ . В магнитомягких материалах ( $k < 1$ ) фокусы неустойчивы, а точки на экваторе устойчивы, тогда как в магнитотвердых материалах ( $k > 1$ ), напротив, – фокусы  $(0, 0, \pm 1)$  устойчивы, а особые точки на экваторе неустойчивы. На рис. 3,  $a$  приведены годографы конца нормированного вектора намагниченности, полученные численным решением системы (5) методом Рунге – Кутты для трехслойной структуры на основе магнитомягкого материала Ta/Co<sub>60</sub>Fe<sub>20</sub>B<sub>20</sub>/MgO ( $k = 0,892$ ).

При любых  $h \neq 0, j \neq 0$  правые части системы (4) обращаются в нуль в точках  $T_{3,4}(0, \pm 1, 0)$ . Таким образом, в ячейке с конфигурацией (рис. 1) запись бита может происходить между основными равновесными положениями вектора намагниченности  $T_3(0, -1, 0)$  и  $T_4(0, +1, 0)$ . Кроме них, в системе (4) могут быть дополнительные равновесия, устойчивые или неустойчивые. Можно показать, что дополнительные равновесия существуют на плоскости управляющих параметров «поле – ток» в параллелограмме, ограниченном линиями

$$L_0 : j = -(1-k)/(2b),$$

$$L'_0 : j = (1-k)/(2b),$$

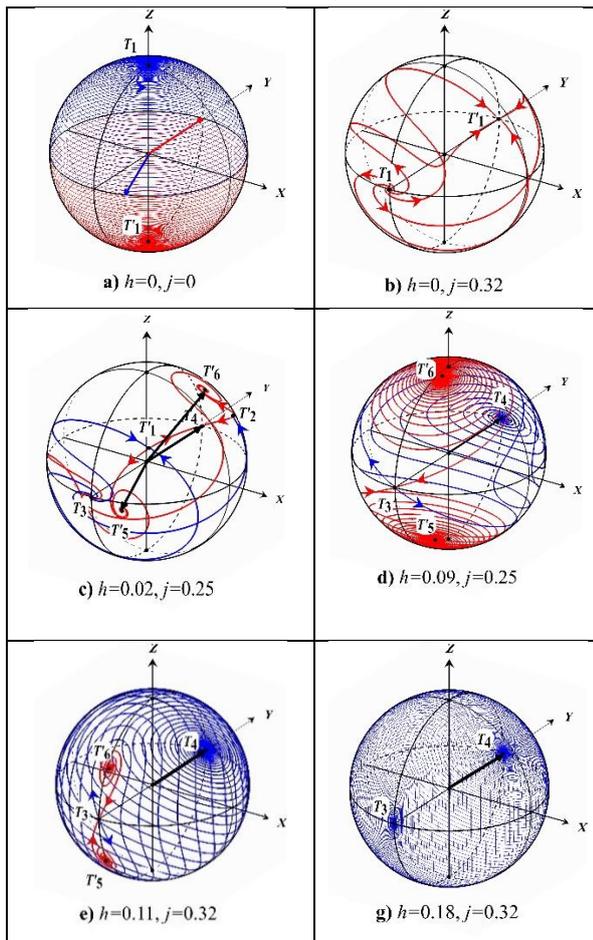
$$L_1 : 2h + 2(\alpha b - c)j - (k-1)(\sqrt{\alpha^2 + 1} + 1) = 0,$$

$$L'_1 : 2h + 2(\alpha b - c)j + (k-1)(\sqrt{\alpha^2 + 1} + 1) = 0.$$

На рис. 3, *c* приведен пример динамики намагниченности в области I с шестью точками равновесия, три из которых неустойчивы (два седла  $T_{1,2}$  и неустойчивый фокус  $T_3$ ), а три устойчивы: три устойчивых фокуса  $T_{4,5,6}$ . Траектория, исходящая из неустойчивого фокуса  $T_3$ , в зависимости от малого случайного отклонения от положения неустойчивого равновесия, перенаправляет свое движение в окрестностях седла  $T_{1,2}$  таким образом, что может оказаться в одном из трех устойчивых положений равновесия. Эта ситуация представляет интерес с точки зрения ее применения в нейросетях.

В области II имеются четыре положения равновесия, три из которых неустойчивы – седло  $T_3$  и два неустойчивых фокуса  $T_{5,6}$ , и одно устойчиво – устойчивый фокус  $T_4$  (рис. 3, *d, e*).

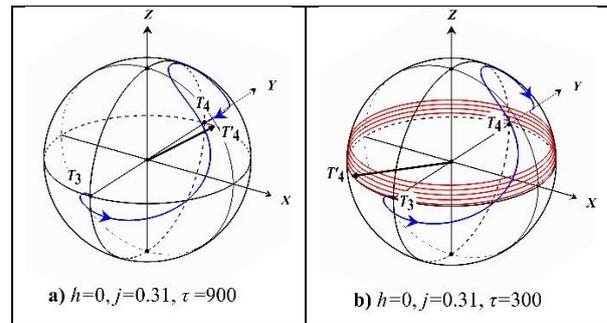
В области IV дополнительных точек равновесия нет, но есть две основные – устойчивый и неустойчивый фокус (рис. 3, *g*).



**Рис. 3.** Примеры фазовых портретов системы (4) для некоторых частных значений управляющих параметров в областях I–IV бифуркационной диаграммы: *c* – область I, *d* – область II, *e* – область III, *g* – область IV

## Импульсное переключение ячейки памяти

Практический интерес может представлять динамика вектора намагниченности, изображенная на рис. 3, *b*, – переключение ячейки памяти в отсутствие внешнего магнитного поля. Этот режим открывает многообещающие перспективы упрощения конструкции ячейки памяти [11, 12]. Однако результат переключения весьма чувствителен к такому управляющему параметру как длительность  $\tau$  импульса тока (рис. 4, *a, b*).



**Рис. 4.** Динамика переключения ячейки SOT-MRAM при импульсах тока разной длительности в отсутствие магнитного поля: *a* – длительность импульса  $\Delta t = 24,7$  нс, *b* – длительность импульса  $\Delta t = 8,2$  нс

## Выводы

Оценим плотность тока переключения намагниченности в ячейке памяти SOT-MRAM. Если в начальный момент вектор намагниченности находился в положении безразличного равновесия  $T_3(0, -1, 0)$ , то при подаче на шину импульса зарядового (неполяризованного) тока величины выше порога  $j > |(1-k)/(2b)|$  положение  $T_3(0, -1, 0)$  теряет устойчивость – устойчивым становится равновесие  $T_4(0, +1, 0)$ . Малое отклонение вектора намагниченности от равновесия  $T_3(0, -1, 0)$  приводит к тому, что он устремляется к новому равновесию, и если длительность импульса тока достаточна, то происходит переворот намагниченности, т. е. запись в ячейку бита информации. Будем считать, что оптимальные условия переключения соответствуют случаю двух точек равновесия (область III на рис. 2). Плотность порогового тока переключения в этом случае равна приблизительно  $1,15 \cdot 10^{12} \text{ Ам}^{-2}$ , т. е. через сечение элемента площадью  $10 \times 10$  нм величина тока составит 0,1 мА. Это значение плотности управляющего тока близко к значению плотности тока для *z*-конфигурации ячейки памяти в работе [5].

Однако существенным недостатком данной конфигурации является то, что значимые положения равновесия вектора намагниченности «0» и «1» не обладают окрестностью притяжения, как это имеет место в случае ячеек с планарной анизотропией (например, в работе [13]).

## Финансирование

Работа финансировалась из госбюджетной темы «Вега-Г-2023» «Исследование и разработка методов создания элементной базы и программных продуктов для высокопроизводительных вычислительных систем нового поколения».

## Литература

1. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, et al. // *Science* 2001. 294 : 1488–95.
2. S. D. Bader, S. S. P. Parkin // *Spintronics. Annu. Rev. Condensed Matter. Phys.* 2010. V. 1 P. 71.
3. A. Brataas, A. D. Kent, H. Ohno // *Nat. Mater.* 2012. V. 11. P. 372–381.
4. C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou, X. Zhou, R. Chen, Y. You, X. Chen, F. Pan. *Progress in Materials Science.* 2021.
5. S. Fukami, T. Anekawa, C. Zhang, and H. Ohno, *Nature Nanotechnology.* 2016. V. 11. P. 621–626.

6. J. M. Shaw, H. T. Nembach, M. Weiler, T. J. Silva, M. Schoen, J. Z. Sun, and D. C. Worledge. *IEEE Magnetics Letters.* 2015. V. 6. Art. 3500404.

7. Deepika Jhajhria, Dinesh K. Pandya, and Sujeet Chaudhary, *AIP Conference Proceedings.* 1953. 2018. Art. 120034.

8. А. А. Андронов, Е. А. Леонтович, И. И. Гордон, А. Г. Майер. *Качественная теория систем второго порядка.* М. : Наука, 1966. 568 с.

9. Дж. Гукенхеймер, Дж. Холмс. *Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей.* Москва-Ижевск : Институт компьютерных исследований, 2002. 560 с.

10. Н. Н. Баутин, Е. А. Леонтович. *Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости.* М. : Наука, 1990. 488 с.

11. В. Dieny, I. L. Prejbeanu, K. Garello, et al. *Nature Electronics.* 2020. V. 3. P. 446–459.

12. Chao Wang, Zhaohao Wang, Yansong Xu, et al. // *IEEE Xplore.* 2020. 978-1-7281-3320-1/20/.

13. Н. В. Островская, В. А. Скиданов, Ю. А. Юсипова // *Журнал Технической Физики.* 2023. Т. 93, вып. 5. С. 687–695.

# Использование марковских цепей для анализа состояний одномерных спиновых систем

Ю. Д. Панов\*, Д. Н. Ясинская

Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*yuri.panov@urfu.ru

С помощью отображения на марковскую цепь выполнен анализ состояний одномерной цепочки Изинга с немагнитными заряженными примесями. Анализ структуры переходной матрицы марковской цепи для фрустрированных фаз позволяет изучить особенности необычных состояний цепочки, получить корреляционные функции и другие термодинамические характеристики спиновой системы.

## Введение

Одномерные спиновые модели, несмотря на свою очевидную простоту по сравнению с многомерными, обладают рядом уникальных свойств. Точные решения этих моделей закладывают основу для понимания сложного поведения реальных физических систем и занимают важное место в изучении таких явлений, как фазовые переходы в статистической физике [1]. Несмотря на наличие точного решения, получение явных выражений для термодинамических функций и анализ фазовых состояний системы в рамках стандартного формализма зачастую представляет собой нетривиальную задачу, особенно для состояний на границах между различными фазами. Альтернативным подходом в этом случае может служить построение отображения одномерной модели на марковскую цепь, которое ранее было использовано для анализа фрустрированных фазовых состояний разбавленной цепочки Изинга в магнитном поле [2, 3], а также для модели Поттса на алмазной цепочке [4]. Такое отображение может быть построено для любой модели, у которой статистическая сумма допускает представление через трансфер-матрицу, что справедливо, в частности, для различных вариантов моделей Изинга, Поттса, Блюма – Капеля и Блюма – Эмери – Гриффитса.

Мы рассматриваем разбавленную одномерную модель Изинга с немагнитными примесями, имеющими заряды +1 и -1 относительно узлов с изинговскими спинами. Гамильтониан системы можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \{ \Delta S_{z,i}^2 + V S_{z,i} S_{z,i+1} + J \sigma_{z,i} \sigma_{z,i+1} - h \sigma_{z,i} - \mu S_{z,i} \}$$

где  $S = 1$  – изинговский псевдоспин, связанный с зарядовыми степенями свободы;  $\sigma = 1/2$  – изинговский спин;  $\Delta$  – одноузельные заряд-зарядовые корреляции;  $V$  – межузельные зарядовые корреляции;  $J$  – спиновый обмен;  $h$  – внешнее магнитное поле;  $\mu$  – химический потенциал, с помощью которого фиксируется плотность суммарного заряда примесей в системе:  $nN = \sum_{i=1}^N S_{i,z}$ . Благодаря наличию немагнитных примесей система является фрустрированной с точки зрения наличия фаз, обладающих ненулевой остаточной энтропией.

## Результаты

Получены явные выражения для матриц перехода марковских цепей и связанные с ними выражения для

различных термодинамических параметров спиновой системы. Предложенный метод позволяет также исследовать локальные распределения состояний спиновой системы по узлам цепочки [5].

Стандартный метод трансфер-матрицы позволяет найти точное аналитическое решение и получить все термодинамические параметры системы, а также, в предельном случае нулевой температуры, построить диаграмму основного состояния. Значения остаточной энтропии позволяют различить фрустрированные фазы основного состояния и выделить границы, на которых остаточная энтропия остается непрерывной функцией со стороны одной из граничащих фаз. Согласно критерию Рохаса [6], это приводит к особому поведению термодинамических свойств системы вблизи данных границ – псевдопереходам, при которых состояние системы изменяется от фрустрированного к вынужденному упорядоченному. Псевдопереходы сильно напоминают фазовые переходы I и II рода, однако термодинамические функции остаются аналитическими при всех конечных температурах.

На рис. 1 представлена одна из фазовых диаграмм основного состояния цепочки в переменных  $(J, \mu)$ . Двумерные области соответствуют крайним по  $n$ , «чистым» фазам, а смешанные фазы, которые, как правило, обладают ненулевой остаточной энтропией, будут соответствовать границам между областями. Так, чистыми фазами являются (анти)ферромагнитная фаза (A)FM, примесная фаза I, фаза шахматного зарядового порядка COI, а также две парамагнитные фазы. Тогда на границах будут реализовываться разбавленные фазы, которые являются фрустрированными.

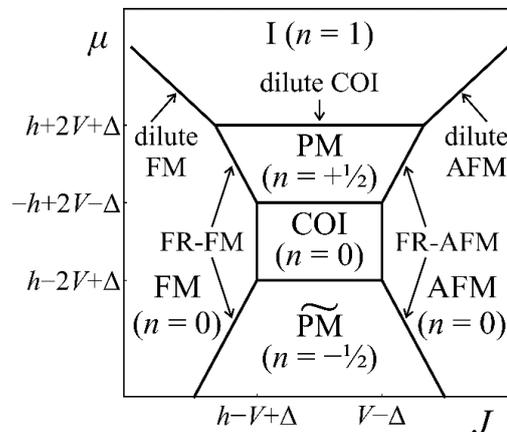


Рис. 1. Фазовая диаграмма основного состояния для  $-h < \Delta < \frac{2V-h}{2}$

Для детального анализа структуры фрустрированных фаз предложено отображение одномерной спиновой модели, для которой статистическую сумму можно записать через трансфер-матрицу Крамерса-Ваннье, на марковскую цепь. Для этого в качестве элементов переходной матрицы марковской цепи выбираются условные вероятности  $P(\beta|\alpha)$  реализации состояния  $\beta$  в  $(i + 1)$ -м узле при условии, что  $i$ -й узел находится в состоянии  $\alpha$ . С учетом формулы Байеса для условных вероятностей и теоремы Перрона для неотрицательных матриц получено выражение переходной матрицы марковской цепи  $P_{\alpha\beta}$  через элементы трансфер-матрицы  $T_{\alpha\beta}$ , ее максимальное собственное значение  $\lambda_1$  и компоненты максимального собственного вектора  $v_\alpha$ :

$$P_{\alpha\beta} = \frac{T_{\alpha\beta} v_\beta}{\lambda_1 v_\alpha}.$$

Равновесному состоянию спиновой системы соответствует предельное распределение марковской цепи, которое, в свою очередь, описывается квадратами компонент максимального собственного вектора трансфер-матрицы. Полученное отображение одномерной спиновой цепочки на марковскую цепь позволяет подробно изучить свойства корреляционных функций и локальных распределений состояний спиновой цепочки, а также дает возможность аналитического расчета различных физических характеристик спиновой системы альтернативным способом с помощью методов хорошо развитого раздела теории вероятностей – теории марковских цепей.

Например, для фрустрированной антиферромагнитной фазы FR-AFM переходная матрица и предельное распределение марковской цепи имеют вид

$$\pi = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 2n & 0 & 1 - 2n \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad p = \begin{pmatrix} n \\ \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} - n \end{pmatrix},$$

где фазовое пространство марковской цепи имеет вид  $\Phi = \{+1, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\}$ . Для фрустрированной ферромагнитной фазы FR-FM получим

$$\pi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 - n & 2n \\ 1 + n & 1 + n \end{pmatrix}, \quad p = \begin{pmatrix} n \\ 1 - n \end{pmatrix},$$

где  $\Phi = \{+1, +\frac{1}{2}\}$ . Основываясь на виде переходных матриц, можно построить переходные графы марковских цепей, соответствующие каждой из фаз (рис. 2).

Несмотря на сходство этих двух фаз, построенное отображение на марковскую цепь позволяет выявить принципиально разные свойства этих фрустрированных фаз. Так, марковская цепь для фазы FR-AFM имеет период 2. Это соответствует разбиению спи-

вой цепочки в FR-AFM фазе на две подрешетки. Состояние одной подрешетки будет полностью упорядочено – заполнено спинами  $+1/2$  и описываться бесконечной корреляционной длиной, тогда как вторая подрешетка будет полностью фрустрирована – случайным образом заполнена состояниями  $+1$  и  $-1/2$ . Напротив, цепочка в FR-FM фазе не разбивается на подрешетки, обладает конечной корреляционной длиной и большей энтропией, чем цепочка в фазе FR-AFM.

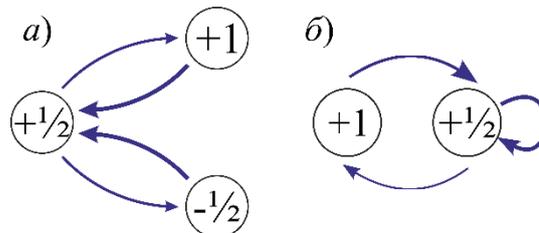


Рис. 2. Переходные графы марковских цепей для а) фазы FR-AFM; б) фазы FR-FM

## Выводы

С помощью предложенного метода, основанного на анализе марковских цепей, изучены свойства фрустрированных фаз изинговской цепочки с немагнитными заряженными примесями. Отображение одномерной системы на марковскую цепь позволяет осуществлять детальный анализ особенностей фрустрированных состояний системы, а также изучать свойства корреляционных функций и локальных распределений.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект FEUZ-2023-0017.

## Литература

1. R. J. Baxter, Exactly Solved Models in Statistical Mechanics (Academic, London, 1982).
2. Y. Panov // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. P. 054111.
3. Ю. Д. Панов // Физика Твёрдого Тела. 2023. Т. 65. С. 1201–1210.
4. Y. Panov and O. Rojas // Phys. Rev. E. 2023. V. 108. P. 044144.
5. Y. D. Panov // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 514. P. 167224.
6. O. Rojas // Brazilian Journal of Physics. 2020. V. 50. P. 675–686.

# Влияние биквадратичного межслоевого взаимодействия на магнитные свойства пленок CoNi/Si/FeNi

Г. С. Патрин<sup>1,2,\*</sup>, Я. А. Вахитова<sup>2</sup>, Я. Г. Шиян<sup>1,2</sup>, А. В. Кобяков<sup>1,2</sup>, В. И. Юшков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского, СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036

\*patrin@iph.krasn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований пленок в системе магнитомягкий ферромагнетик (CoNi) – магнитомягкий ферромагнетик (FeNi), взаимодействующих через немагнитную полупроводниковую прослойку кремния (Si). Проведены температурные и полевые исследования магнитных свойств пленочных структур с различными толщинами кремния. Обнаружено, что многослойная структура наряду со свойствами, присущими магнитным пружинам, проявляет эффект положительного обменного смещения, зависящего от толщины кремния, и обнаружен эффект биквадратичного межслоевого взаимодействия.

## Введение

Наномангнитные материалы в силу специфики своего строения обладают набором необычных свойств [1], что вызывает к ним интерес, как в плане фундаментальных исследований, так и в плане возможных практических применений. Межслоевое взаимодействие в таких системах является ответственным за формирование магнитного состояния. В случае, когда имеет место сопряжение ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, как правило реализуется эффект обменного смещения [2], и весь наблюдаемый процесс намагничивания связан с поведением ферромагнитного слоя. Когда сопрягаются ферромагнитные магнитомягкий и магнитомягкий слои, может возникать новое состояние типа «магнитной пружины». В этом случае процесс намагничивания проходит через определенные стадии, и петля гистерезиса имеет характерную форму.

Для управления межслоевым взаимодействием как определяющим параметром при создании структур типа магнитной пружины с заданными характеристиками, предпринимаются попытки внедрения между магнитными слоями дополнительных прослоек. В этом направлении число работ весьма ограничено. Например, в многослойной структуре  $FM_{hard}/NM/\alpha\text{-Fe}/NM/FM_{hard}$  ( $FM_{hard} = RE_{16}Fe_{71}B_{13}$ ,  $RE = Nd, Pr$ ;  $NM = Mo, Cu, Cr$ ) [3] проявляется дальнедействующий характер взаимодействия, что определяется по существенной зависимости обменной длины ( $L_{ex}$ ) от толщины немагнитной металлической прослойки.

## Экспериментальные методики

Методом ионно-плазменного распыления впервые синтезированы пленки композиции CoNi/Si/FeNi (базовый вакуум составлял  $10^{-7}$ – $10^{-8}$  Торр). Содержание никеля в слое CoNi составляло 19,5 ат.%, а в слое FeNi было 83 ат.%. Толщина слоя CoNi составляла  $t_h = 53$  нм и выбиралась из соображений, чтобы он проявлял свойства магнитомягкого слоя при измерениях в доступных магнитных полях. Толщина магнитомягкого слоя FeNi была  $t_s = 72$  нм, и в нем могло реализоваться закручивание намагниченности этого слоя. При напылении слоя CoNi для лучшей адгезии с подложкой и наведения одноосной анизотропии температура подложки была 450 К, затем подложка охлаждалась до 373 К. Для наведения оси магнитной

анизотропии напыление и последующее охлаждение происходило в магнитном поле ( $\approx 200$  Э). Слой кремния и слой пермаллоя напылялись при этой температуре подложки, чтобы исключить (минимизировать) образование силицидов. Скорость осаждения слоев была  $v \approx 0,15$  нм/с. Отношение величин магнитных анизотропий магнитомягкого и магнитомягкого материалов при комнатной температуре составляет около 2 порядков, и при понижении температуры оно только растет. Толщина немагнитного полупроводникового слоя была переменной и менялась в диапазоне  $t_{Si} = 0$ –15 нм. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Измерения намагниченности проводились на установке MPMS-XL в диапазоне температур от гелиевой до комнатной. Электронно-микроскопические исследования поперечного среза были выполнены на электронном микроскопе JEOL JEM-2100 (при подготовке образца на установке Gatan PIPS) и показали наличие отчетливой границы раздела между слоем кремния и обоими магнитными слоями. Наличие следов фаз силицидов не обнаружено.

## Результаты

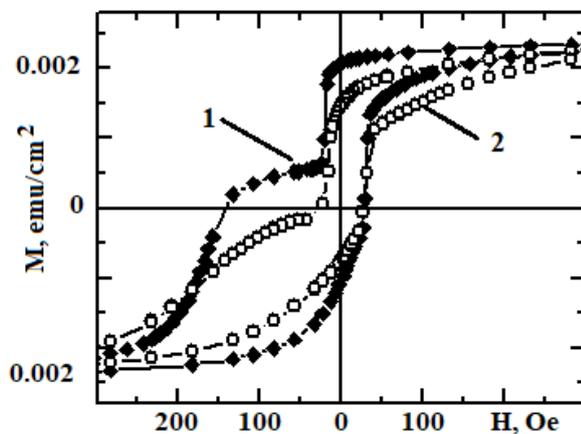
В качестве первого шага были выполнены измерения намагниченности ( $M(H)$ ) исходных реперных пленок CoNi и FeNi, а также структуры CoNi/FeNi. В образованной бислойной структуре CoNi/FeNi при данных толщинах слоев кривая намагниченности симметричная и соответствует ферромагнитному поведению. Здесь видно, что имеет место взаимное влияние слоев, при этом коэрцитивная сила двухслойной пленки меньше, чем у одиночного магнитомягкого слоя. Такое поведение характерно для сильной ферромагнитной межслоевой связи.

Когда магнитомягкий и магнитомягкий слои сопрягаются через немагнитную прослойку полупроводникового кремния ( $t_{Si}$ ), то появляется зависимость формы петли намагничивания от толщины слоя Si. Во всех исследованных пленках наблюдается двухступенчатая петля гистерезиса [4].

Были проведены измерения зависимости намагниченности от магнитного поля при разных температурах при намагничивании вдоль легкой оси. Установлено, что в поле, направленном вдоль легкой оси, при увеличении толщины прослойки до значения  $t_{Si} = 5$  нм коэрцитивная сила обменно-связанной трех-

слоистой структуры, определяемая как  $H_C = (H_{C2} - H_{C1})/2$ , уменьшается, а затем вновь наблюдается ее увеличение. Для пленок с немагнитной прослойкой кривые  $M(H)$  по форме соответствуют поведению намагниченности, характерной для магнитной пружины с умеренной межслоевой связью (рис. 1). Пролслеживается одна особенность. Получено, что для пленок с толщинами  $t_{Si} = 2,75, 3,5$  и  $5,75$  нм при низких температурах наблюдается «положительное смещение» петель, тогда как для толщины  $t_{Si} = 1,2$  нм петля является симметричной относительно отражения начала координат в системе  $M - H$ , т. е. обменное смещение отсутствует. При повышении температуры эффект смещения петель уменьшается, при  $T \geq 100$  К он исчезает совсем.

При измерении петель в поле вдоль трудного направления намагничивания ситуация отличается. Обнаружено, что поле обменного смещения, так же как и коэрцитивная сила, имеет меньшие значения и зануляется в области 60 К.



**Рис. 1.** Полевые зависимости намагниченности пленки Co-Ni/Si/FeNi.  $t_{Si} = 2,5$  нм.  $T = 15$  К. 1, 2 – легкое и трудное направление намагничивания в плоскости

Такая ситуация может иметь место, когда ось легкого намагничивания совпадает с направлением намагничивания магнито жесткого слоя, а также имеет место достаточно сильное квадратичное межслоевое взаимодействие между магнитомягким и магни-

тожестким слоями. Практически вся ширина кривой намагничивания определяется магнито жестким слоем, а магнитомягкий слой перемагничивается в узком интервале полей, когда внешнее магнитное поле подавляет взаимодействие между слоями. Данные магнитного резонанса подтверждают наличие квадратичного обмена, что проявляется в угловом поведении величины резонансного поля.

## Выводы

В заключение отметим основные результаты настоящего исследования:

- в системе магнито жесткий-магнитомягкий материал с полупроводниковой прослойкой создана структура с управляемым межслоевым взаимодействием;
- межслоевое взаимодействие зависит от толщины полупроводниковой прослойки;
- обнаружен эффект положительного обменного смещения;
- экспериментально методом магнитного резонанса обнаружено наличие биквадратичного межслоевого взаимодействия.

## Финансирование

Настоящие исследования проводятся по государственному заданию Министерства науки и образования Российской Федерации в Сибирском федеральном университете (№ проекта FSRZ-2023-0008).

## Литература

1. S. D. Bader // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 1.
2. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Munoz, M. D. Baro // Phys. Rep. 2005. V. 422. P. 65.
3. W. B. Cui, W. Liu, W. J. Gong, X. H. Liu, S. Guo, F. Yang, Z. H. Wang, Z. D. Zhang // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. P. 07B503.
4. Г. С. Патрин, И. А. Турпанов, В. И. Юшков, А. В. Кобяков, К. Г. Патрин, Г. Ю. Юркин, Я. А. Живая // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. С. 325.

# Роль интерфейса при формировании магнитных свойств двухслойных пленок в системе Fe-Bi

Г. С. Патрин<sup>1,2,\*</sup>, Е. Н. Волченко<sup>1,2</sup>, Ю. В. Яковчук<sup>2</sup>, Я. Г. Шиян<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр, Красноярский научный центр, СО РАН, Академгородок, Красноярск, 660036

\*patrin@iph.krasn.ru

Экспериментально исследованы двухслойные пленки в системе Fe-Bi в зависимости от очередности напыления магнитного и немагнитного слоев. Магнитостатическими методами обнаружено, что в пленке Bi/Fe наблюдается уменьшение намагниченности насыщения и увеличение поля насыщения по сравнению с пленкой Fe/Bi. Методами электронного магнитного резонанса показано, что в пленке Bi/Fe возникает перпендикулярная магнитная анизотропия. Наблюдаемые изменения объясняются образованием гранулярного слоя железа на границе раздела с висмутом, обладающего сильной магнитной анизотропией.

## Введение

Многие свойства пленочных систем определяются взаимодействиями на границе раздела различных материалов [1]. Интерфейсы изменяют не только объемные магнитные свойства, но и способны индуцировать магнетизм в немагнитных слоях, изменяя характер магнитного состояния. Влияние интерфейса может быть причиной неколлинеарности, возникновения новой интерфейсной анизотропии, появления индуцированных интерфейсом спиновых текстур и т. д. Наиболее известными эффектами являются обменное смещение, магнитные пружины, эффект спиновой аккумуляции и топологические изоляторы. В общем случае магнитные характеристики материала ( $M_s$ ,  $T_c$  и др.) изменяются всякий раз, когда его размеры становятся сравнимыми с соответствующей магнитной корреляционной длиной [2]. Также изменения свойств могут быть связаны со структурными изменениями вблизи границы раздела, с толщиной слоев или межфазными эффектами, такими как взаимная диффузия, шероховатость и деформация.

## Экспериментальные методики

Пленки были получены методом термического испарения при базовом вакууме  $P \sim 10^{-6}$  Торр. В качестве магнитного материала было выбрано железо в силу того, что в нашем случае легко контролировать образование метастабильных модификаций железа, чтобы не затухивать межслоевое взаимодействие. При напылении для наведения оси легкого намагничивания в плоскости пленки прикладывалось магнитное поле  $\sim 200$  Э. В одном цикле на стеклянные подложки напылялись пленки композиций Fe/Bi, Bi/Fe и Fe. Для всех пленок толщина магнитного слоя составляла  $t_{Fe} \approx 10$  нм, а толщины висмута были  $t_{Bi} = 15$  нм. Магнитные характеристики исследовались на СКВИД-магнитометре MPMS-XL в полях до 50 кЭ. Измерение проводилось в диапазоне температур от 4,2 до 300 К. Магнитное поле лежало в плоскости пленки. Перед каждым измерением пленку сначала помещали в демагнетизатор, а затем охлаждали в нулевом магнитном поле (режим ZFC). Для измерения резонансных свойств использовался ЭПР-спектрометр «Bruker E 500 CW EPR», действующий на частоте  $f_{MWF} = 9,48$  ГГц.

## Результаты

В работе представлены результаты экспериментальных исследований, ранее синтезированных двухслойных пленок в системе Fe-Bi [3] в зависимости от очередности напыления магнитного и немагнитного слоев. Магнитостатическими методами обнаружено, что в пленке Bi/Fe наблюдается уменьшение намагниченности насыщения и увеличение поля насыщения по сравнению с пленкой Fe/Bi (рис. 1).

Видно, что напыление слоя висмута вызывает эффективное уменьшение толщины железного слоя. Если это так, то эффективные толщины слоев железа в висмут-содержащих пленках равны  $t_{Fe/Bi} \approx 9,3$  нм и  $t_{Bi/Fe} \approx 6$  нм. Это значит, что магнитная часть пленочной структуры содержит в области интерфейса подслой с намагниченностью, отличной от объемной, которая определяет особенности магнитного поведения.

В пленках обеих композиций был обнаружен эффект обменного смещения. Как известно, при намагничивании за счет механизма вращения намагниченности коэрцитивная сила главным образом определяется полем магнитной анизотропии. В нашем случае температурное поведение коэрцитивной силы пленки 2 (Bi/Fe) отличается от поведения для пленки 1 (Fe/Bi). Во-первых, величины  $H_C$  для разных пленок отличаются по величине. А во-вторых, для пленки 2 наблюдается явно выраженный максимум в области  $T \approx 25$  К, что указывает на конкурирующий характер механизма магнитной анизотропии, в отличие от пленки 1.

В этих пленках наблюдается эффект обменного смещения. Для пленки 1 область существования эффекта обменного смещения  $T < 50$  К и  $H_E$  меняет знак при смене направлений намагничивания в плоскости. Для пленки 2 величина эффекта больше, чем на порядок, по сравнению с пленкой 1, при этом знак  $H_E$  отрицательный, но температурная область существования эффекта заметно шире.

Более полное представление о состоянии системы можно составить, применяя методы спиновой динамики, в частности, метод электронного магнитного резонанса. Из сравнения резонансного поглощения реперной пленки чистого железа с другими пленками видно, что напыление второго слоя из висмута по-разному изменяет спектр магнитного резонанса в за-

висимости от очередности напыления магнитного и немагнитного слоев. В случае пленки Fe/Vi резонансное поле и форма кривой поглощения не сильно отличаются от резонанса в пленке Fe, а наиболее сильное изменение наблюдается для пленки композиции Vi/Fe.

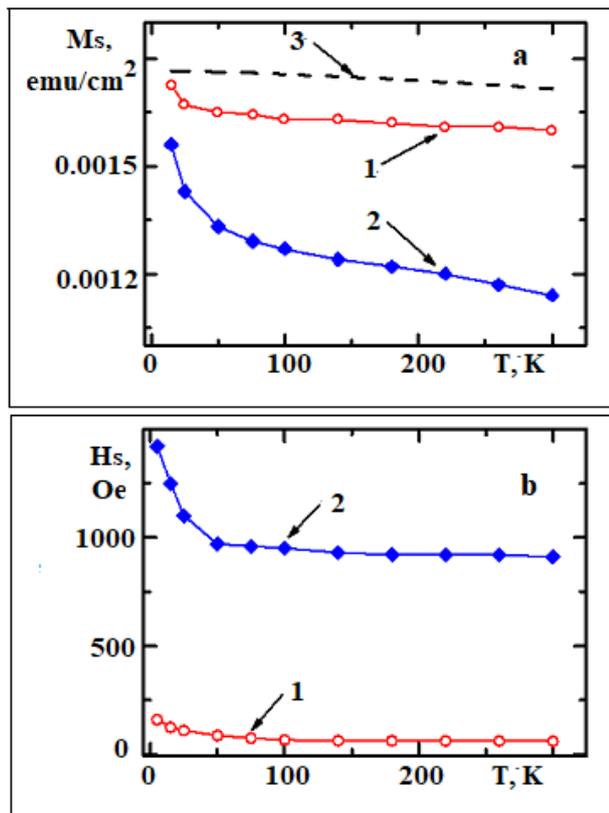


Рис. 1. Температурные зависимости: *a* – намагниченности насыщения ( $M_s$ ), *b* – поля насыщения ( $H_s$ ). 1 – пленка Fe/Vi, 2 – пленка Vi/Fe

Методами электронного магнитного резонанса показано, что в пленке Vi/Fe возникает перпендикулярная магнитная анизотропия. Наблюдаемые изменения объясняются образованием гранулярного слоя железа на границе раздела с висмутом, обладающего сильной магнитной анизотропией. Установлено, что в плоскости пленки наблюдается одноосная анизотропия с направлением легкой оси вдоль магнитного

поля при напылении. При комнатной температуре величина поля анизотропии для всех пленок примерно одинаковая и не превышает  $\sim 70$  Э. Данные по угловым зависимостям резонансного поля дают основание считать, что в пленке Fe имеет место значительная перпендикулярная анизотропия.

Проведен анализ механизма, ответственного за формирование магнитных свойств. Получено, что наблюдаемые изменения магнитных и резонансных свойств объясняются образованием гранулярного слоя железа на границе раздела с висмутом, обладающего сильной магнитной анизотропией.

## Выводы

В результате проведенных исследований установлено, что в двухслойных пленочных структурах магнитное состояние зависит от очередности нанесения ферромагнитного слоя железа и немагнитного слоя висмута. При этом для структур композиции Vi/Fe образуется подсистема гранулированного железа, обладающая сильной магнитной анизотропией. Существование такой гранулированной подсистемы приводит к неэквивалентности магнитных слоев в многослойных пленочных структурах. Одним из проявлений такого эффекта является возникновение обменного смещения, зависящее от толщины немагнитной полуметаллической прослойки.

## Финансирование

Настоящие исследования проводятся по государственному заданию Министерства науки и образования Российской Федерации в Сибирском федеральном университете (№ FSRZ-2023-0008).

## Литература

1. F. Hellman, A. Hoffman, Y. Tserkovnyak, et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2017. V. 89. P. 025006.
2. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Lauhoff // *Rep. Prog. Phys.* 2008. V. 71. P. 056501.
3. G. S. Patrin, V. Yu. Yakovchuk, S. A. Yarikov, Ya. G. Shiyan, V. P. Furdyk // *Techn. Phys. Lett.* 2019. V. 45. P. 507.

# Обменное усиление магнитокалорического эффекта в ферромагнитных наноструктурах

И. Ю. Пашенькин<sup>1\*</sup>, Н. И. Полушкин<sup>1</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>, М. В. Сапожников<sup>1,2</sup>,  
Е. А. Кравцов<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

<sup>3</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

<sup>4</sup>Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

\*pashenkin@ipmras.ru

Экспериментально исследованы магнитокалорические свойства тонкой прослойки Gd между слоями «сильных» ферромагнетиков (со сравнительно высокими температурами Кюри) в структурах Cr(50)/CoSm(30)/Fe(1)/Gd(2,5–5)/Fe(1)CoFeB(2)/Ta(5) (толщина указана в нм). Обнаружено, что магнитокалорическая эффективность  $\Delta S/\Delta H$  ( $\Delta S$  – изотермическое изменение магнитной энтропии,  $\Delta H$  – диапазон прикладываемых магнитных полей) прослойки Gd толщиной 2,5–3 нм в шесть раз превышает эту величину в отдельном более толстом (30 нм) слое Gd. Наблюдаемое увеличение магнитокалорической эффективности объясняется влиянием прямой обменной связи между прослойкой Gd и берегами, что изменяет распределение намагниченности в прослойке и в конечном итоге – магнитокалорический потенциал.

## Введение

Обычно достаточно большой (до 10 градусов) магнитокалорический эффект (МКЭ) достигается в магнитном поле величиной в несколько Тл вблизи температуры Кюри (Тс) магнитного материала [1]. Необходимость создания таких сильных полей сдерживает разработку и применение систем магнитного охлаждения. Авторами работы [2] предложен новый подход к повышению эффективности магнитного охлаждения, основанный на использовании эффекта магнитной близости «слабого» ферромагнетика (PM) с «сильными» ферромагнетиками (FM) в тонкопленочных наноструктурах FM<sub>1</sub>/PM/FM<sub>2</sub>. Вследствие наличия обменного взаимодействия на границах PM и FM средняя намагниченность PM-прослойки будет зависеть от взаимной ориентации намагниченности FM-берегов, которой можно управлять приложением относительно небольшого внешнего магнитного поля порядка 10<sup>-2</sup> Тл. Эффективность такого способа изменения намагниченности (энтропии) «слабого» ферромагнетика возрастает с уменьшением его толщины и может достигать гигантских значений.

## Результаты

В нашей работе сообщаются результаты экспериментальных исследований магнитокалорической эффективности тонкой прослойки Gd между слоями «сильных» ферромагнетиков (Fe). Исследуемые структуры Cr(50)/CoSm(30)/Fe(1)/Gd(2,5–5)/Fe(1)/CoFeB(2)/Ta(5) (толщина указана в нм) были выращены на кремниевых подложках методом магнетронного распыления. Остаточное давление в камере не превышало 5·10<sup>-8</sup> Торр. Слой CoSm(30)/Fe(1) является магнито жестким (закрепленным), тогда как направление намагниченности слоя Fe(1)/CoFeB(2) может изменяться в относительно небольших магнитных полях. Таким образом реализуется изменение взаимной ориентации намагниченности «сильных» ферромагнетиков и, следовательно, степень обменного подмагничивания прослойки Gd. Магнитокалорический потенциал  $\Delta S$  исследуемых образцов опреде-

лялся из кривых намагничивания (рис. 1), полученных при различных температурах на вибромагнетометре Lake Shore Cryotronics, Inc. Величина  $\Delta S$  и намагниченность связаны термодинамическим соотношением Максвелла:

$$\Delta S_v = \int \left( \frac{\partial M(H, T)}{\partial T} \right) dH. \quad (1)$$

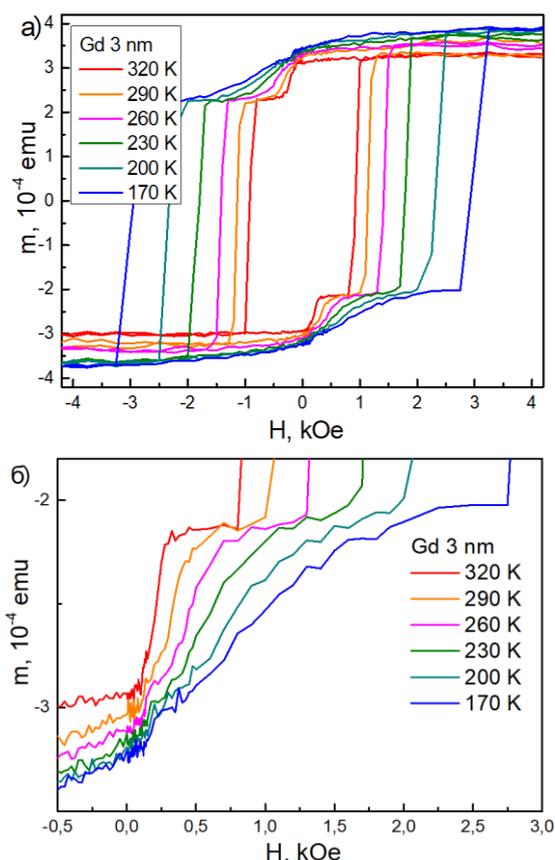


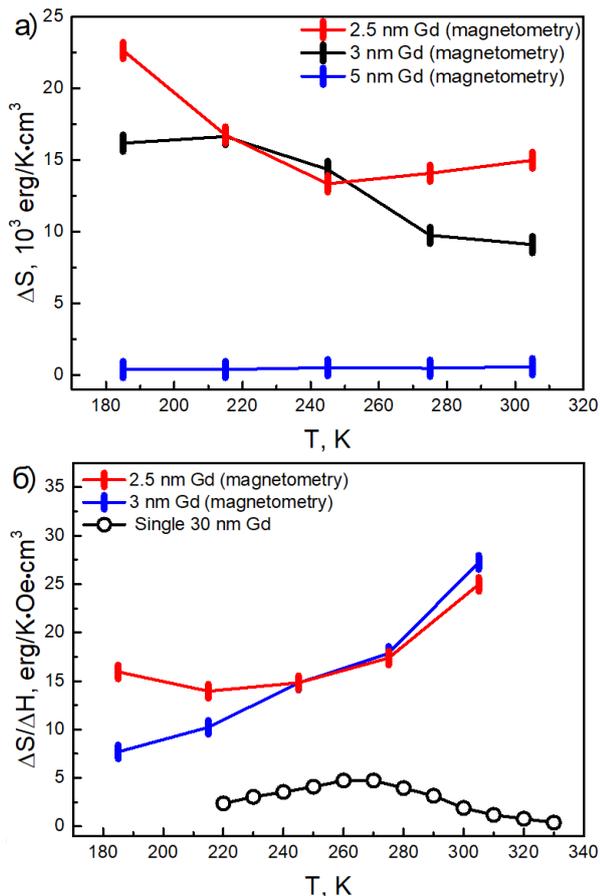
Рис. 1. Кривые намагничивания структуры с толщиной прослойки Gd 3 нм, полученные на вибромагнетометре: а – в широком диапазоне магнитного поля; б – в диапазоне полей переключения свободного слоя структуры

Тогда из кривых намагничивания можно приближенно рассчитать изменение энтропии прослойки

Gd  $\Delta S_v(T)$ , интегрируя разность намагниченностей структуры при различных температурах по магнитному полю в диапазоне, в котором происходит переключение свободного слоя:

$$\Delta S_v \approx \frac{h_s}{h_s} \int_{H_{\uparrow\uparrow}}^{H_{\uparrow\downarrow}} \frac{[M(T_i) - M(T_{i+1})]}{T_i - T_{i+1}} dH, \quad (2)$$

где  $\Delta H = H_{\uparrow\downarrow} - H_{\uparrow\uparrow}$  – ширина фронта перемагничивания свободного слоя структуры,  $h_s$  – толщина прослойки Gd,  $h_1$  – толщина свободного слоя,  $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ,  $T_i$  – температуры от  $T_1 = 320$  К до  $T_6 = 170$  К с шагом  $\Delta T = T_i - T_{i+1} = 30$  К. На каждом температурном интервале  $T_i - T_{i+1}$  полученное значение  $\Delta S_v(T)$  приписывалось среднему значению температуры в этом интервале,  $T_i + T_{i+1}/2$ .



**Рис. 2.** Температурная зависимость  $\Delta S_v(T)$  для образцов с различной толщиной Gd (а). Температурная зависимость  $\Delta S_v(T)/\Delta H$  для структур  $\text{FM}_1/\text{Gd}/\text{FM}_2$  и отдельного слоя Gd толщиной 30 нм (б) [3]

Рисунок 2 иллюстрирует полученную температурную зависимость магнитокалорического потенциала  $\Delta S_v(T)$  и магнитокалорической эффективности  $\Delta S_v(T)/\Delta H$  в исследуемых структурах  $\text{FM}_1/\text{Gd}/\text{FM}_2$ . Значения  $\Delta S_v$  приводятся для образцов с толщиной прослойки 5, 3 и 2,5 нм, а  $\Delta S_v/\Delta H$  приводится для образцов с прослойкой Gd толщиной 3 и 2,5 нм и сравнивается с этой величиной в отдельном более толстом (30 нм) слое Gd [3].

Как видно, величина  $\Delta S_v$  сильно уменьшается с увеличением толщины прослойки до 5 нм (рис. 2, а), откуда следует, что корреляционная длина Gd не превышает 5 нм. Более важно то, что магнитокалорическая эффективность  $\Delta S_v(T)/\Delta H$  в образцах  $\text{FM}_1/\text{Gd}/\text{FM}_2$  с толщиной Gd 2,5 и 3 нм в шесть раз превышает эту величину в отдельном более толстом (30 нм) слое Gd [3]. Этот результат является прямым экспериментальным подтверждением эффективности обменного усиления магнитокалорического эффекта.

## Выводы

Экспериментально исследованы магнитокалорические свойства ультратонких слоев Gd, которые с обеих сторон находятся в прямом контакте с «сильными» ферромагнетиками  $\text{FM}_1$  и  $\text{FM}_2$ . Эта работа проводилась с целью проверки гипотезы о том, что магнитокалорическая эффективность Gd как компонента гетеросистемы  $\text{FM}_1/\text{Gd}/\text{FM}_2$  может быть увеличена за счет обменного взаимодействия на границах с «сильными» ферромагнетиками. Показано, что магнитокалорическая эффективность прослойки Gd толщиной 2,5–3 нм в шесть раз превышает эту величину для отдельного более толстого (30 нм) слоя Gd.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00044).

## Литература

1. K. A. Gschneidner Jr., V. K. Pecharsky, A. O. Tsokol // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 1479.
2. A. A. Fraerman, I. A. Shereshevskii // Jetp. Lett. 2015. V. 101. P. 618–621.
3. C. W. Miller, D. D. Belyea, B. J. Kirby // J. Vac. Sci. Techn. A. 2014. V. 32. P. 040802.

# Использование сверхсильных магнитных полей для изучения иерархии обменных взаимодействий в соединениях с *f-d*-ионами

А. И. Быков<sup>1</sup>, П. Ю. Катенков<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1</sup>, А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2</sup>, В. В. Платонов<sup>1,2,\*</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1,2</sup>, И. С. Стрелков<sup>1</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира, 58, Саров, Нижегородская обл., 607188

<sup>2</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл., 607186

\*platonov@ntc.vniief.ru

В работе представлены результаты серии экспериментов, проведенных в 2023 г. с использованием взрывного магнитокумулятивного генератора МК-1. При гелиевой температуре в магнитных полях до 500 Тл измерялись кривые намагниченности соединений  $\text{Ga}_2\text{BaNiO}_5$ ,  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  и  $\text{RCO}_2$ . Выявлены особенности на кривых намагниченности, позволяющие определять критические поля, параметры анизотропии и энергии обменных взаимодействий.

## Введение

Интерес к многоподрешеточным магнетикам с *f*- и *d*-ионами обусловлен большим многообразием наблюдаемых в них фазовых переходов и магнитоиндуцируемых эффектов. Прямым методом изучения этих эффектов является измерение кривых намагниченности в сверхсильных магнитных полях. По характерным особенностям на кривой намагниченности можно определять значения кристаллических полей и обменных взаимодействий.

В данной работе для создания полей мегагауссного диапазона использовался метод сжатия магнитного потока во взрывомагнитном генераторе МК-1 [1], разработанный в РФЯЦ – ВНИИЭФ. Благодаря принятой программе Научного центра физики и математики (НЦФМ) и при поддержке РосАтома, в РФЯЦ – ВНИИЭФ возобновились исследования в сверхсильных магнитных полях, которые ведутся совместно с российскими научными группами.

В 2023 г. была проведена третья серия экспериментов, в которых измерялась намагниченность следующих материалов:

- $\text{RCO}_2$ ,  $\text{GdMnSi}$  – с группой Н. В. Мушниковца;
- $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  – с группой Н. В. Костюченко и А. К. Звездина;
- $\text{Gd}_2\text{BaNiO}_5$  – с группой А. Н. Васильева и Е. А. Поповой.

## Результаты

Наиболее простыми из вышеперечисленных соединений являются интерметаллические соединения  $\text{RCO}_2$ . В них существуют две подрешетки, магнетизм которых имеет существенно разную природу. Одна образована *4f*-электронами редкой земли, локализованных на атомных узлах, другую составляют *3d*-электроны переходного металла, гибридные с *5d*-электронами редкой земли. В случае тяжелых РЗ-ионов *f-d*-обменное взаимодействие отрицательное, и магнитные моменты ориентируются антипараллельно. В большинстве случаев эти соединения могут рассматриваться как двухподрешеточные ферримагнетики.

В соединениях  $\text{RCO}_2$  зонная *d*-подсистема является магнитонестабильной. Поэтому в соединениях с

немагнитными ионами Y и Lu основное состояние парамагнитное. При наличии магнитного иона РЗ система переходит в ферримагнитное состояние, причем *d*-подсистема ориентируется антипараллельно внешнему магнитному полю. С ростом внешнего поля происходит возвратный переход *d*-подсистемы из магнитоупорядоченного состояния в неупорядоченное ( $H_{c1}$ ). При дальнейшем росте поля *d*-подсистема ориентируется по полю, и во внешнем поле ( $H_{c2}$ ) происходит переход в ферримагнитное состояние с параллельной ориентацией магнитных моментов.

В работе [2] были проведены измерения намагниченности интерметаллических соединений  $\text{RCO}_2$  с РЗ-ионами Y, Tm, Er, Ho и Dy. Необычным результатом этих экспериментов была неправильная последовательность первого критического поля  $H_{c1}$  для  $\text{DyCo}_2$  и  $\text{HoCo}_2$ , так как эффективное поле, действующее на *d*-подрешетку, должно возрастать по мере уменьшения атомного номера R.

В данных экспериментах стояла задача подтвердить ранее полученные результаты [2]. На рис. 1 представлены новые измерения производных магнитного момента. Неопределенность в определении  $H_{c1}$  осталась, однако удалось зарегистрировать пики в больших полях, соответствующие полю  $H_{c2}$ . Они совпадают с теоретическими расчетами, и их последовательность правильная, для Ho меньше, чем для Dy.

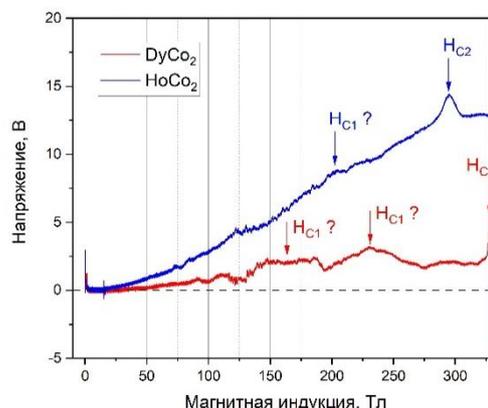


Рис. 1. Сигналы с датчиков производной намагничивания образцов  $\text{DyCo}_2$  и  $\text{HoCo}_2$  при гелиевой температуре

Интерес к интерметаллическим соединениям  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  связан с тем, что эти материалы являются

основными для производства постоянных магнитов. Технологическими параметрами этих соединений можно управлять при замене сорта редкоземельного иона или при допировании водородом. С научной точки зрения эти материалы демонстрируют большое разнообразие магнитных явлений, таких как спин-переориентационные переходы первого и второго рода, метамгнитные переходы и др. Они обладают высокой магнитокристаллической анизотропией, большой температурой Кюри, поэтому для полного ферромагнитного упорядочения магнитных моментов требуются сверхсильные магнитные поля.

На рис. 2 представлена кривая намагниченности для поликристаллического образца  $Dy_2Fe_{14}B$ . В поле 110 Тл наблюдается хорошо выраженный излом, который можно интерпретировать как первое критическое поле  $H_{c1}$ , соответствующее началу непрерывного вращения магнитных моментов Dy- и Fe-подрешеток. В полях свыше 200 Тл на кривой  $M(H)$  наблюдается выход на насыщение с максимальной намагниченностью ферромагнитного состояния  $M_{\text{ferro}} = M_{\text{Fe}} + 2M_{\text{Dy}}$ , при котором вращение магнитного момента полностью завершается.

Результаты по другим образцам представлены в докладе О. М. Сурдина.

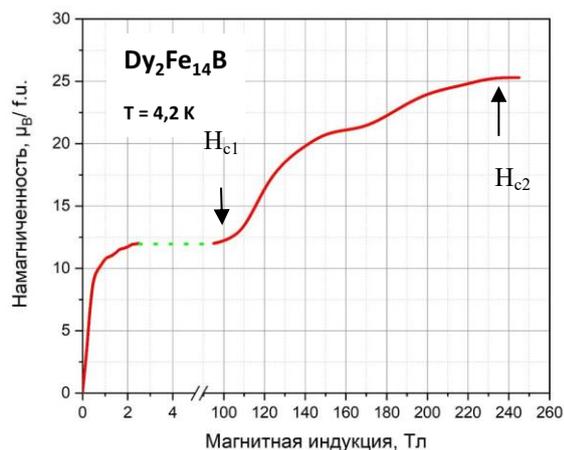


Рис. 2. Кривая намагничивания  $Dy_2Fe_{14}B$

Интерес к соединениям  $R_2BaNiO_5$  связан с наличием в них одномерных цепочек  $Ni^{2+}$  с целочисленным спином  $S = 1$ . Уединенные цепочки  $Ni^{2+}$  не имеют общих ионов кислорода, а ионы  $R^{3+}$  и  $Ba^{2+}$  находятся между ними [3]. Таким образом, это соединение можно отнести к магнетикам с классической халдейновской цепочкой со спиновой щелью в спектре магнитных возбуждений. На кривой намагниченности данной цепочки при нулевой температуре должны наблюдаться три характерных участка: в магнитных полях ниже  $H_{c1} = \Delta$  магнитный момент остается равным нулю, затем происходит монотонный рост намагниченности в интервале полей от  $H_{c1}$  до  $H_{c2}$  и переход в ферромагнитную фазу.

Замена  $Y^{3+}$  на магнитный РЗМ ион приводит к антиферромагнитному порядку РЗМ ионов. Неупру-

гое рассеяние нейтронов показало, что при магнитном упорядочении щель в спектре магнитных возбуждений сохраняется [4, 5]. Таким образом, возникает вопрос о поведении халдейновской цепочки при ферромагнитном упорядочении гадолиниевой подрешетки.

На рис. 3 показана кривая намагничивания  $Gd_2BaNiO_5$ . Начальная часть кривой хорошо согласуется с измерениями в постоянном магнитном поле. В поле  $\approx 80$  Тл намагниченность выходит на плато, что указывает на ферромагнитное упорядочение подрешетки гадолиния. В поле  $\approx 100$  Тл хорошо выражен перегиб, после которого намагниченность снова начинает возрастать. Наблюдаемая особенность может быть связана с закрытием халдейновской щели в цепочках никеля. Более подробный анализ результатов экспериментов представлен в докладе Д. Маслова.

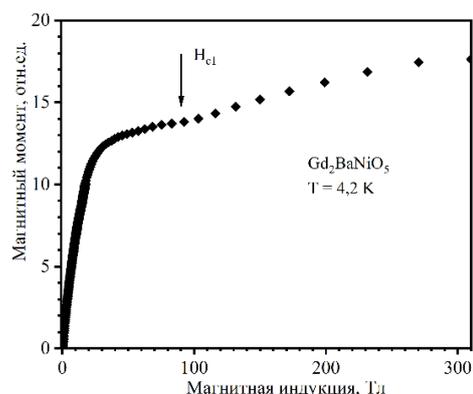


Рис. 3. Кривая намагничивания  $Gd_2BaNiO_5$

## Выводы

Задачи, поставленные в данной серии экспериментов, выполнены. С развитием новых методик результаты будут уточняться, а число объектов исследования – расширяться.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях».

## Литература

1. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей: монография. Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2015.
2. И. С. Дубенко и др. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64, № 3. С. 188–192.
3. N. V. Kostyuchenko, et al. // Phys. Rev. Materials. 2021. V. 5. P. 074404.
4. Е. А. Попова, А. Н. Васильев, С. А. Климин и др. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. С. 231–235.
5. Е. А. Попова, С. А. Климин, М. Н. Попова и др. // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. С. 697–708.

# Гибридные магнон-фононные структуры для акустической генерации спиновых волн и спиновых токов

Н. И. Ползикова<sup>1,\*</sup>, С. Г. Алексеев<sup>1</sup>, В. А. Лузанов<sup>2</sup>, А. О. Раевский<sup>2</sup>, С. А. Никитов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190

\*polz@cplire.ru

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований резонансного электрического возбуждения и детектирования линейных и параметрических спиновых волн и сопровождающих их спиновых токов в много-частотных резонаторах объемных акустических волн, содержащих гетероструктуры из пленок пьезоэлектрика (ZnO), ферритмагнетика (железоиттриевого граната) и платины (Pt). Исследуется влияние толщины магнитных пленок и их расположения в структуре, акустического двулучепреломления, а также поляризации упругих смещений, на эффективность возбуждения спиновых волн и создаваемой ими спиновой накачки.

## Введение

Магнон-фононные взаимодействия в магнитных материалах и композитных гетероструктурах определяют их фундаментальные свойства, например, процессы релаксации, и представляют практический интерес, например, для малоэнергетического возбуждения спиновых волн (СВ) и создания спиновых токов, так называемых акустических СВ (АСВ) и акустической спиновой накачки (АСН). В гибридных структурах, содержащих пьезоэлектрические (ПЭ) и ферро(ферри)магнитные (ФМ) слои, возбуждение АСВ происходит за счет сочетания магнитоупругости и пьезоэффекта, существующих в различных слоях структур, необязательно находящихся в непосредственном контакте. Для генерации АСВ используются как поверхностные акустические волны (АВ), возбуждаемые встречно-штыревыми преобразователями, так и объемные АВ, в частности, СВЧ-моды в композитных резонаторах высоких гармоник (НВАР – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) [1–5].

В настоящее время НВАР оказались весьма востребованы в качестве источника когерентных фононов для фундаментальных и прикладных исследований в области квантовой акустодинамики, микроволновой магнитной стрейнтроники, фооники, фотоники, тайминговых приложений и т. д. В ряде наших предыдущих работ исследовались явления, связанные со взаимодействием когерентных АВ и СВ, в гибридных магнон-фононных НВАР со слоистой структурой (вставка рис. 1): ПЭ (ZnO) – ФМ (YIG) – диэлектрическая подложка (GGG) – ФМ (YIG) – Pt. Для описания магнитоупругих явлений в таких структурах была разработана самосогласованная теория [1, 2]. Экспериментальные исследования проводились в магнитном поле на созданных нами гибридных структурах, в которых с помощью ПЭ-преобразователей возбуждались в гигагерцовом диапазоне частот сдвиговые объемные толщинные моды высоких гармоник. В частности, было продемонстрировано акустическое возбуждение как линейных [1–3], так и параметрических АСВ [4] и их электрическое детектирование с помощью эффектов спиновой накачки и обратного спинового эффекта Холла (ISHE – inverse spin Hall effect).

В настоящей работе мы суммируем и анализируем ранее полученные результаты, а также приводим ряд новых экспериментальных данных и их теорети-

ческое обоснование. В частности, приводятся примеры экспериментального проявления: эффекта акустического двулучепреломления; влияния толщин ФМ-слоев, а также поляризации возбуждаемых в НВАР объемных АВ на эффективность магнитоупругой связи.

Далее обсудим подробнее влияния поляризации упругих смещений на эффективность возбуждения АСВ и создаваемой ими спиновой накачки.

## Результаты

Экспериментальные гибридные НВАР (на вставке к рис. 1) изготавливались на основе готовых структур с подложкой из галлий-гадолиниевого граната GGG (3) и эпитаксиальными пленками YIG (2), (4) с толщинами от нескольких до десятков микрон. На одну из сторон структуры методом магнетронного напыления наносился преобразователь из ПЭ-пленки ZnO (1) и двух тонкопленочных алюминиевых электродов. На свободную пленку (4) напылялась пленка Pt (5). Электрическое возбуждение и детектирование объемных АВ разных поляризаций происходит за счет прямого и обратного пьезоэффекта в пленке ZnO с наклонной осью текстуры.

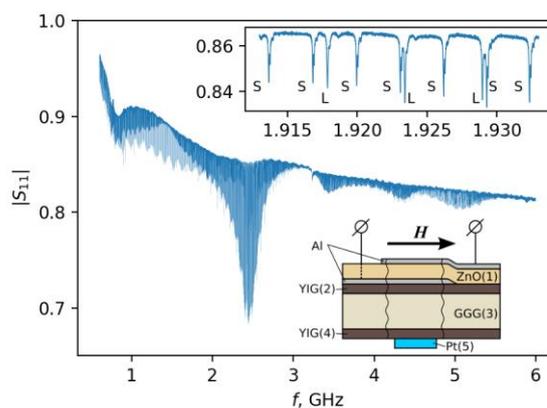
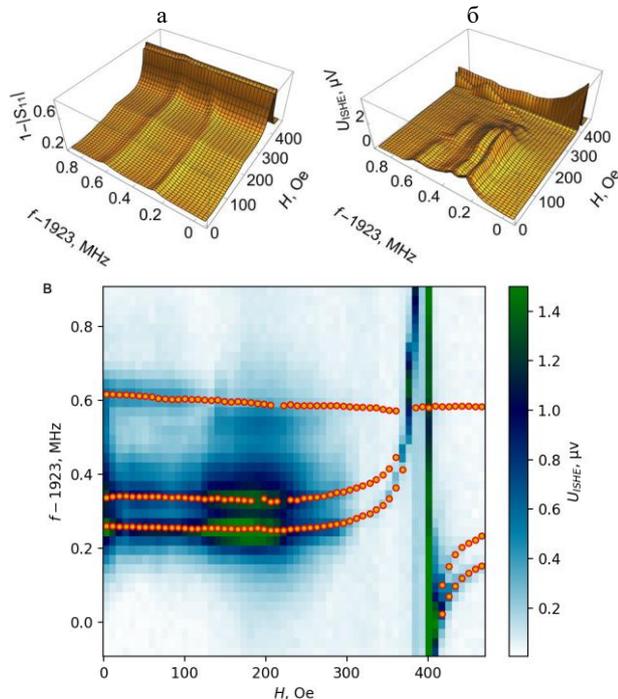


Рис. 1. Частотная зависимость  $|S_{11}(f)|$  в отсутствие магнитного поля. На вставках: сверху – увеличенный фрагмент спектра, внизу – схема НВАР

На рис. 1 показана характерная частотная зависимость (спектр) коэффициента отражения  $|S_{11}(f)|$  от электродов пьезопреобразователя СВЧ-сигнала в отсутствие магнитного поля. Для исследования особен-

ностей возбуждения АСВ и АСН из-за мод различной поляризации и эффекта магнитоупругости в ФМ-пленках был выбран диапазон частот, приведенный на вставке, в котором преобразователь возбуждает как продольные ( $L$ ), так и сдвиговые ( $S$ ) моды с равной эффективностью. Далее исследования проводились в плоскостном магнитном поле  $H$  в диапазоне (0 ... 450 Э), содержащем как линейный, так и параметрический режимы возбуждения АСВ [4].



**Рис. 2.** Частотно-полевые зависимости:  $a$  –  $1-|S_{11}(f, H)$ ;  $b$ ,  $c$  – напряжения  $U_{ISHE}(f, H)$ . Красными кружками на  $c$  показаны резонансные частоты (максимумы на  $a$ )

На рис. 2 показаны снятые одновременно зависимости: коэффициента отражения ( $a$ ) и постоянного напряжения  $U_{ISHE}$  на полоске платины ( $b$ ,  $c$ ) от магнитного поля и частоты. Из рис. 2,  $a$  видно, что для  $L$ -моды резонансная частота порядка 1923,6 МГц слабо меняется с магнитным полем. Резонансная частота  $S$ -моды (1923,3 МГц при  $H = 0$ ) испытывает сдвиг при изменении поля, который увеличивается по мере приближения к области ферромагнитного резонанса (ФМР). Поле  $H_{ФМР}$ , оцененное по формуле Киттеля, в нашем случае оказывается порядка 400 Э. Напряжение  $U_{ISHE}$  демонстрирует схожее поведение для поперечной  $S$ -моды вблизи ФМР и существенно более разнообразное поведение при меньших полях (рис. 2,  $b$ ). На рисунке хорошо видно, что для  $S$ -моды  $U_{ISHE}$  раздваивается, хотя такое раздвоение практически не заметно на рис. 2,  $a$ . Для сравнения схожих особенностей частотно-полевых зависимостей на рисунках 2,  $a$  и 2,  $b$  приведем их на одном графике. Для этого лучше всего подходит карта высот  $U_{ISHE}$  (рис. 2,  $c$ ), на которую наложены положения минимумов  $S_{11}$ , (красные кружки). Видно, что положение максимумов

$U_{ISHE}$  соответствует частотам резонансов на  $|S_{11}|$  в области возбуждения  $S$ -мод. При этом в параметрическом режиме ( $H < 350$  Э) на  $U_{ISHE}$  влияют обе  $S$ -моды, однако в линейном режиме только одна поперечная мода оказывает влияние на  $U_{ISHE}$ . Для продольной моды соответствие наблюдается только в параметрической области полей менее 130 Э. В линейном режиме  $L$ -мода не вызывает генерации  $U_{ISHE}$ . Отметим, что в работе [4] в области магнитных полей, соответствующих параметрическому режиму, сигнал напряжения ISHE также наблюдался, как на частотах возбуждения  $S$ , так и  $L$ -мод. Это обстоятельство не противоречит теоретическим моделям возбуждения параметрических АСВ модами с различными поляризациями. Далее, применяя процедуру разложения экспериментального спектра на элементарные моды, мы показываем, что резонанс каждой поляризации ( $S$  и  $L$ ) разделяется на два, один из которых (основной) можно назвать квазитолщинным, а другой, расположенный выше по частоте, соответствует пластинчатой моде.

## Выводы

Частотные и магнитополевые зависимости напряжения обратного спинового эффекта Холла демонстрируют возбуждения линейных и параметрических акустических спиновых волн и спиновых токов за счет резонансных акустических мод различных поляризаций: толщинных (как поперечных, так и продольных) и пластинчатых (квазипоперечных и квазипродольных). В линейном режиме возбуждения спиновой системы в пленке YIG магнитоактивными являются только поперечные моды (как толщинные, так и пластинчатые). В параметрическом режиме (в меньших магнитных полях) происходит возбуждение спиновой динамики акустическими модами разных поляризаций.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН по теме Спинтроника-2.

## Литература

1. N. Polzikova, S. Alekseev, I. Kotelyanskii, A. Raevskiy, Y. Fetisov // J. Appl. Phys. 2013. V. 113, № 17. P. 17C704 (1–4).
2. N. I. Polzikova et al. // J. Magn. and Magn. Mater. 2019. P. 38–42.
3. N. I. Polzikova, S. G. Alekseev, I. I. Pyataikin, V. A. Luzanov, A. O. Raevskiy, V. A. Kotov // AIP Advances. 2016. № 5. P. 056306-1–056306-6.
4. S. G. Alekseev, S. E. Dizhur, N. I. Polzikova, V. A. Luzanov, A. P. Raevskiy, A. P. Orlov, V. A. Kotov, S. A. Nikitov // Appl. Phys. Lett. 2020. № 7. P. 072408.
5. P. Chowdhury, A. Jander, P. Dhagat // IEEE Magn. Lett. 2017. V. 8. P. 3108204(1–4).

# Магнитные модификации в тонких пленках Fe-Al под действием облучения ионными пучками

И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Д. А. Татарский<sup>1,2</sup>, А. Н. Нечай<sup>1</sup>, С. А. Чурин<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1,2</sup>,  
М. В. Сапожников<sup>1,2</sup>, Е. С. Демидов<sup>2</sup>, В. К. Васильев<sup>2</sup>, Д. С. Королев<sup>2</sup>, В. А. Скуратов<sup>3</sup>,  
А. А. Фраерман<sup>1</sup>, Н. И. Полушкин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Физический факультет, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980

\*nip@ipmras.ru

Исследуются магнитные свойства тонкопленочных сплавов  $Fe_xAl_{1-x}$  ( $x = 0,5-0,7$ ), облучаемых быстрыми тяжелыми ионами. В проведенных экспериментах использовались ионы Хе с энергиями в диапазонах сотен кило- и мегаэлектронвольт. Обнаружено сравнительно большое усиление ферромагнетизма в слое  $Fe_{0,55}Al_{0,45}$  толщиной 50 нм при его облучении ионами с энергией 150 кэВ и флюенсом один ион на  $10 \text{ нм}^2$ , что может быть вызвано локализованным композиционным разупорядочением в сплаве при взаимодействии таких ионов с решеткой атомов.

## Введение

Представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес сформировать и исследовать свойства парамагнитной (намагничиваемой) матрицы вблизи ее температуры Кюри  $T_C$  с ферромагнитными наноразмерными включениями [1, 2]. Одна из возможностей в создании таких систем реализуется при локальных магнитных трансформациях в результате облучении парамагнетика ионными пучками [3]. Демонстрировалось, в частности [3], что при облучении тонкой пленки немагнитного ( $T_C = 0$ ) соединения  $Co_2Y$  ионами U с энергией  $E = 1 \text{ ГэВ}$  и флюенсом один ион на  $100 \text{ нм}^2$  в ней появляется ферромагнетизм с остаточной намагниченностью в магнитном поле, приложенном по нормали к плоскости пленки. Это свидетельствует о формировании магнитных нитей вдоль траекторий ионов, которые локально аморфизуют предварительно закристаллизованный материал, так что размер аморфной зоны (диаметр ионного трека) составляет не более нескольких нанометров [3]. В литературе [4] обосновывается, что достаточно тяжелые (с массой больше 10 масс нуклона) быстрые ( $E > 1 \text{ МэВ/нуклон}$ ) ионы воздействуют на облучаемый материал в основном через возбуждение электронной подсистемы, так что электроны в результате передают полученную энергию решетке через электрон-фононное взаимодействие, и происходит нагрев облучаемого материала. В зависимости от уровня передаваемой энергии, который может достигать десятков килоэлектронвольт на нанометр, в целом ряде материалов температура в области ионной траектории может превосходить температуру плавления и даже температуру испарения. Последующее быстрое остывание перегретой области может сопровождаться фазовым переходом, например, из кристаллической в аморфную фазу и формированием протяженных радиационных дефектов, так называемых латентных треков.

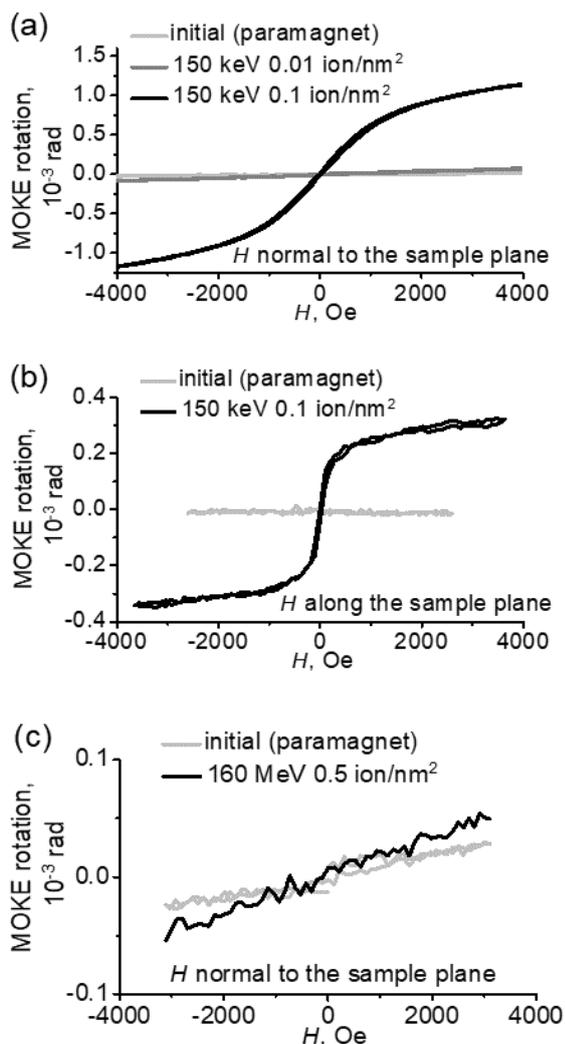
Эта концепция исследуется в нашей работе на примере двойных сплавов Fe-Al с концентрацией Fe в диапазоне от 50 до 70 ат.%. Аллюминиды железа характеризуются термически индуцированными переходами из композиционно-упорядоченного состояния с низкой  $T_C$  в неупорядоченное состояние с высокой

$T_C$  [5, 6]. Можно ожидать, что такой изначально парамагнитный ( $T > T_C$ ) сплав, подвергнутый закалке в результате ионного облучения, окажется в ферромагнитном состоянии ( $T < T_C$ ). Если появляется магнитный сигнал (или происходит усиление ферромагнетизма) при флюенсе  $< 1 \text{ ион/нм}^2$ , то есть основания предположить возможность формирования наноразмерных ферромагнитных включений (нитей).

## Результаты

На рис. 1 иллюстрируются результаты исследования тонкопленочного (50 нм) образца  $Fe_{0,55}Al_{0,45}$  на подложке Si с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ), детектируемого при комнатной температуре. Кривые намагничивания показаны для исходного парамагнитного образца, приготовленного методом магнетронного распыления с последующим отжигом в вакуумной камере при температуре  $400 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение двух часов, а также после облучения этого образца ионами Хе с  $E = 150 \text{ кэВ}$  (a, b) и  $E = 160 \text{ МэВ}$  (c). Флюенс варьировался от одного иона на 100 до одного иона на  $2 \text{ нм}^2$ , так что можно ожидать формирования локализованных разупорядоченных ферромагнитных областей вокруг треков ионов при соответственно низком флюенсе.

Обращает на себя внимание сравнительно сильное увеличение намагниченности при облучении ионами с  $E = 150 \text{ кэВ}$  и флюенсе один ион на  $10 \text{ нм}^2$  (a, b). Эта магнитная модификация может объясняться локализованным атомным разупорядочением в сплаве при ионном облучении [5, 6], что выявляется, в частности, по спектрам высокоугловой рентгеновской дифракции от исходного (парамагнитного) и облученного образцов. Интересно также, что кривая намагничивания в плоскости облученного образца является безгистерезисной (b), тогда как величина магнитооптического сигнала уже характерна для ферромагнетика. Наблюдаемое поведение дает основания нам предполагать, что при используемых достаточно низких флюенсах образуется неоднородная магнитная среда в виде системы пространственно разделенных областей с разными магнитными свойствами, как, например, намагниченность и температура Кюри.



**Рис. 1.** Магнитооптические кривые намагничивания (МОКЕ) тонкопленочного (50 нм) образца  $\text{Fe}_{0.55}\text{Al}_{0.45}$  на подложке Si в исходном парамагнитном состоянии и облученного ионами Xe с энергией  $E = 150$  кэВ (a, b). Кривые на графиках (a) и (b) снимались в магнитном поле  $H$ , приложенном соответственно по нормали к плоскости образца и в плоскости образца. Магнитооптические кривые намагничивания в поле  $H$ , приложенном по нормали, снятые после облучения ионами Xe с  $E = 160$  МэВ и флюенсом один ион на  $2,0 \text{ нм}^2$  (c). Все измерения проводились при комнатной температуре

Чтобы выявить образование наноразмерных областей с модифицированными свойствами, планируется, в частности, исследовать изменения магнитной энтропии снятием кривых намагничивания при разных температурах вблизи  $T_C$  после облучения парамагнитной матрицы ионным пучком. Если система ферромагнитных наноразмерных включений формируется при ионном облучении парамагнитной (намагничиваемой) матрицы, то следует ожидать обменного усиления магнитокалорического эффекта [1]. Эти исследования потенциально ведут к созданию материалов с сильным магнитокалорическим эффектом в сравнительно слабых магнитных полях.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-22-00044. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

### Литература

1. A. A. Fraerman and I. A. Shereshevskii, Magnetocaloric effect in ferromagnet/paramagnet multilayer structures // *JETP Letters*. 2015. V. 101 (9). P. 618–621.
2. D. M. Polishchuk, Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, and V. Korovin. Giant magnetocaloric effect driven by indirect exchange in magnetic multilayers // *Phys. Rev. Materials*. 2018. V. 2. P. 114402.
3. J. P. Nozieres, M. Ghidini, N. M. Dempsey, B. Gervais, D. Givord, G. Suran, J. M. D. Coey. Swift heavy ions for magnetic nanostructures // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*. 1998. V. 146. P. 250–259.
4. A. Barbu, H. Dammak, A. Dunlop, and D. Lesueur. Ion tracks in metals and intermetallic compounds // *MRS Bulletin*. 1995. V. 20 (12). P. 29–34.
5. J. Ehrler, B. Sanyal, J. Grenzer, S. Zhou, R. Böttger, B. Eggert, H. Wende, J. Lindner, J. Fassbender, C. Leyens, K. Potzger, and R. Bali. Magneto-structural correlations in a systematically disordered B2 lattice // *New J. Phys.* 2020. V. 22. P. 073004.
6. J. Fassbender, M. O. Liedke, T. Strache, W. Möller, E. Menéndez, J. Sort, K. V. Rao, S. C. Deevi, J. Nogués, Ion mass dependence of irradiation-induced local creation of ferromagnetism in  $\text{Fe}_{60}\text{Al}_{40}$  alloys // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. P. 174430.

# Пространственное управление спиновыми волнами в микроволноводах на основе YIG/FeRh

А. С. Пташенко\*, С. А. Одинцов, С. Е. Шешукова, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
\*andrey.po3@mail.ru

Исследование посвящено пространственному управлению спиновыми волнами в микроволноводах на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) и слоя железо-родия (ЖР) с упорядоченной структурой. Структура, включающая ЖИГ и ЖР, представляет перспективу для контроля свойств спиновых волн. Численное моделирование показывает, что изменение намагниченности ЖР приводит к локализации мощности спиновых волн в различных областях структуры, что открывает новые возможности для разработки спинтронных устройств и магнетoeлектроники с использованием материалов, содержащих ЖР.

## Введение

В настоящее время активно проводятся исследования магнитных материалов с магнитным фазовым переходом первого рода (ФОМРТ) для потенциального применения в энергоэффективных технологиях, системах контроля температуры и устройствах памяти. Особый интерес вызывает сплав железо-родий (ЖР) [1] с его упорядоченной кристаллической структурой, изменяющейся в диапазоне температур 310–360 К [2–4]. Магнотные волноводы, включая волноводы из железо-иттриевого граната (ЖИГ), рассматриваются для управления спиновыми волнами, и комбинированные структуры ЖИГ/ЖР представляют перспективу в разработке новых устройств для вычислений на основе магнотной логики [5, 6].

## Результаты

Рассматривается структура, состоящая из микроволноводов ЖИГ ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) и слоя ЖР. Микроволновод ЖИГ выращивается на подложке из гадолиний-галлиевого граната. ЖИГ обладает намагниченностью насыщения  $M_S = 139$  кА/м и шириной линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 0,54$  Э. Размеры ЖИГ/ЖР микроволновода, приведенного на рис. 1, *a*, составляют:  $d_1 = 7000$  мкм,  $w_1 = 500$  мкм,  $h_1 = 10$  мкм,  $d_2 = 7000$  мкм,  $w_2 = 50$  мкм,  $h_2 = 30$  мкм.

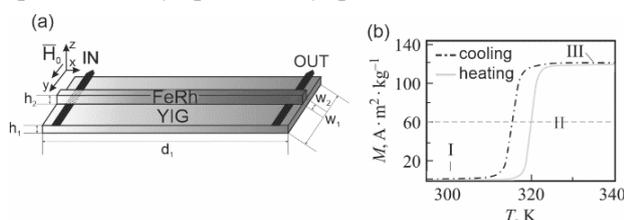


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры (*a*); экспериментально полученная температурная зависимость намагниченности сплава ЖР (*b*) (сплошная – нагрев, штрихпунктирная – охлаждение)

К структуре вдоль оси  $y$  приложено внешнее магнитное поле  $H_0 = 1200$  Э, что обусловлено необходимостью возбуждения ПМСВ [7, 8]. Для данного исследования были использованы характеристики сплава  $Fe_{48}Rh_{52}$ . Экспериментально полученная в работе [9] зависимость намагниченности от температуры показана на рис. 1, *b*. Для численного моделирования были выбраны три характерные точки, обозначенные на рис. 1, *b*, соответствующие трем уровням температуры/намагниченности в сплаве ЖР.

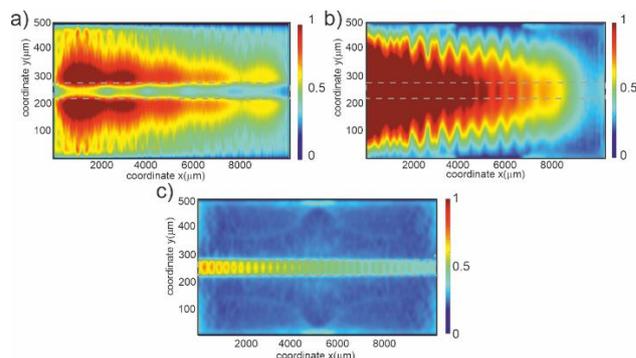


Рис. 2. Карты пространственного распределения интенсивности спиновых волн в структуре с ЖР при различных значениях распределения намагниченности ЖР:  $M_{sat} = 0$  кА/м (*a*),  $M_{sat} = 60$  кА/м (*b*),  $M_{sat} = 120$  кА/м (*c*)

На рис. 2, *b* представлена карта распределения интенсивности для случая, когда  $M_{sat} = 0$ . При возбуждении спин-волнового сигнала в микроволноводе происходит возбуждение ширинных мод структуры с поперечными волновыми числами  $k_{y,n} = n\pi/w_1$  [10].

При распространении СВ наблюдается интерференция собственных мод и затухание волны. При увеличении температуры слоя ЖР и увеличении намагниченности ЖР  $M_{sat} = 60$  кА/м наблюдается локализация интенсивности СВ в области ЖИГ, свободной от слоя ЖР. При этом интенсивность сигнала концентрируется на границе соприкосновения двух слоев: ЖР и ЖИГ (рис. 2, *a*). Наблюдается разделение интенсивности СВ на три области: первые две совпадают с областью ЖИГ, не покрытой слоем ЖР, а третья расположена под слоем ЖР; ввиду этого можно сделать предположение о возникновении распределенной продольной связи СВ через область под слоем ЖР, однако в первых двух областях наблюдается значительная концентрация интенсивности СВ. При дальнейшем увеличении намагниченности до  $M_{sat} = 120$  кА/м наблюдается концентрация интенсивности СВ в третьей области, а именно, волна начинает распространяться в узком канале внутри ЖИГ под слоем ЖР, что продемонстрировано на рис. 2, *c*.

Проведенный анализ метода управления распространением спиновых волн в композитной структуре, содержащей полосу железоиттриевого граната (ЖИГ) с полосой железо-родия (ЖР), показал потенциал применения данной конфигурации для контроля свойств распространяющихся спиновых волн. Изменяя намагниченность слоя ЖР путем точечного

нагрева, можно достичь пространственной локализации мощности спиновой волны в различных областях структуры, что открывает новые возможности для разработки спинтронных устройств и магнетоэлектроники на основе материалов с включением ЖР.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-29-00610.

### Литература

1. A. R. Safin, S. A. Nikitov, A. I. Kirilyuk, D. V. Kalyabin, A. V. Sadovnikov, P. A. Stremoukhov, M. V. Logunov, P. A. Popov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2020. V. 158. P. 85–99.
2. S. Nikitin, G. Myaligulyev, A. Tishin, M. Annaorazov, K. Asatryan, A. Tyurin // *Phys. Lett. A*. 1990. V. 148. P. 363.
3. Y. Lee, Z. Q. Liu, J. T. Heron, J. D. Clarkson, J. Hong, C. Ko, M. D. Biegalski, U. Aschauer, S. L. Hsu, M. E. Nowakowski, J. Wu, H. M. Christen, S. Salahuddin, J. B. Bokor, N. A. Spaldin, D. G. Schlom, R. Ramesh // *Nature Commun.* 2015. V. 6. P. 5959.
4. A. Tohki, K. Aikoh, A. Iwase, K. Yoneda, S. Kosugi, K. Kume, T. Batchu-luun, R. Ishigami, T. Matsui // *Appl. Phys.* 2012. V. 111. P. 07A742.
5. A. Khitun, M. Bao, K. L. Wang. Magnonic logic circuits // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010. V. 43, no. 26. P. 264005.
6. J. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov // *Phys. Rep.* 2017. V. 673.
7. D. D. Stancil and A. Prabhakar. *Quantum Theory of Spin Waves*. New York: Springer, 2009.
8. A. G. Gurevich and G. A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 1996.
9. A. A. Amirov, I. A. Baraban, A. A. Grachev, A. P. Kamantsev, V. V. Rodionov, D. M. Yusupov, V. V. Rodionova, A. V. Sadovnikov // *AIP Advances*. 2020. V. 10. P. 025124.
10. S. N. Bajpai. Excitation of magnetostatic surface waves: Effect of finite sample width // *Journal of Applied Physics*. 1985. V. 58. P. 910.

# Индукцированное полем возникновение неколлинеарной магнитной структуры в аморфных ферромагнитных пленках Dy-Co вблизи температуры магнитной компенсации

А. С. Русалина<sup>1,\*</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>1</sup>, Е. А. Степанова<sup>1</sup>, В. О. Васьковский<sup>1,2</sup>, Г. В. Курляндская<sup>1</sup>, А. В. Свалов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108

\*anastasia.rusalina@urfu.me

В работе рассматриваются закономерности спин-флоп перехода в аморфных ферромагнитных пленках Dy-Co, полученных ионно-плазменным напылением. Сделана оценка эффективной константы межподрешеточного обменного взаимодействия. Ее величина оказалась в несколько раз больше аналогичной величины для пленок Dy-Co, полученных термическим напылением.

## Введение

Аморфные ферромагнитные пленки сплавов тяжелых редкоземельных элементов (РЗ) и переходных 3d-металлов (ПМ) в последние годы вновь стали объектом повышенного внимания исследователей. Это обусловлено, в частности, продемонстрированной возможностью изменения ориентации намагниченности РЗ-ПМ пленки с помощью сверхкоротких оптических импульсов без приложения внешнего магнитного поля [1]. Недавно было показано, что особенности данного процесса перемагничивания зависят от редкоземельного компонента пленки, в том числе, его магнитной анизотропии [2]. Кроме того, фазовый переход из коллинеарного в неколлинеарное спиновое состояние может существенно изменить сверхбыструю спиновую динамику в ферромагнитных пленках РЗ-ПМ [3].

Пленки Dy-Co характеризуются немонотонными концентрационными зависимостями основных магнитных свойств. При содержании Co более 50 ат.% данным материалам свойственна сперимагнитная структура, а количественное описание спонтанной намагниченности возможно в модели молекулярного поля [4]. Вблизи температуры магнитной компенсации  $T_{comp}$  в пленках Dy-Co может наблюдаться индуцированный магнитным полем спин-флоп переход [5]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств аморфных ферромагнитных пленок Dy-Co различных составов в широком интервале температур, включающем температуру магнитной компенсации.

## Результаты

Пленки  $Dy_{100-x}Co_x$  в диапазоне составов  $78 \leq x < 90$  были получены ионно-плазменным напылением в атмосфере аргона. Осаждение на стеклянные подложки происходило в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости подложки. Толщина пленок варьировалась в диапазоне от 20 до 90 нм. Все образцы были защищены от окисления буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 5 нм. Магнитные свойства исследовались с помощью СКВИД-магнитометра и магнитооптического Керр-микроскопа.

Петли гистерезиса, измеренные вдоль и перпендикулярно плоскости образцов, свидетельствуют о

том, что пленки обладали эффективной плоскостной магнитной анизотропией. В качестве примера на рис. 1 приведены некоторые петли гистерезиса пленки  $Dy_{18,7}Co_{81,3}$  (90 нм), измеренные на СКВИД-магнитометре при разных температурах и ориентации внешнего магнитного поля параллельно плоскости образца.

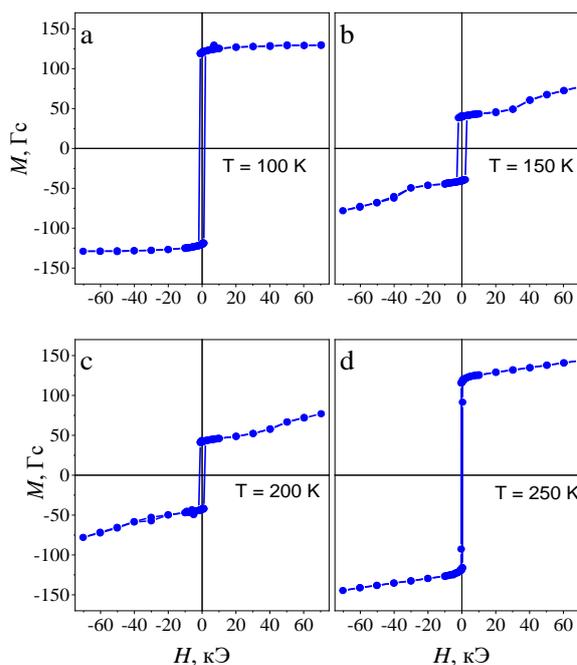


Рис. 1. Петли гистерезиса пленки  $Dy_{18,7}Co_{81,3}$  (90 нм), измеренные при разных температурах и ориентации магнитного поля в плоскости образца

Полагая, что величина остаточной намагниченности, определенная из таких петель гистерезиса, соответствует величине спонтанной намагниченности, определим температурные зависимости спонтанной намагниченности  $M(T)$  для исследованных пленок. На этих зависимостях наблюдался минимум, характерный для ферромагнетиков вблизи температуры компенсации. В качестве примера на рис. 2 показана зависимость  $M(T)$  для  $Dy_{18,7}Co_{81,3}$  (90 нм). Ферромагнитная природа исследованных пленок подтверждается и характерной температурной зависимостью ко-

эргитивной силы  $H_c(T)$  с максимумом вблизи  $T = T_{\text{comp}}$ . В частности, для пленки  $\text{Dy}_{18,7}\text{Co}_{81,3}$  (90 нм)  $T_{\text{comp}} \approx 175$  К (рис. 3).

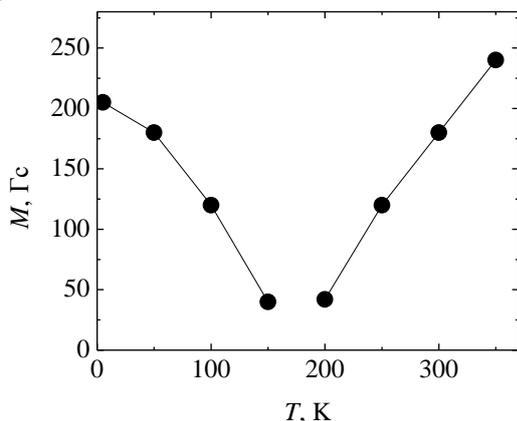


Рис. 2. Температурная зависимость спонтанной намагниченности пленки  $\text{Dy}_{18,7}\text{Co}_{81,3}$

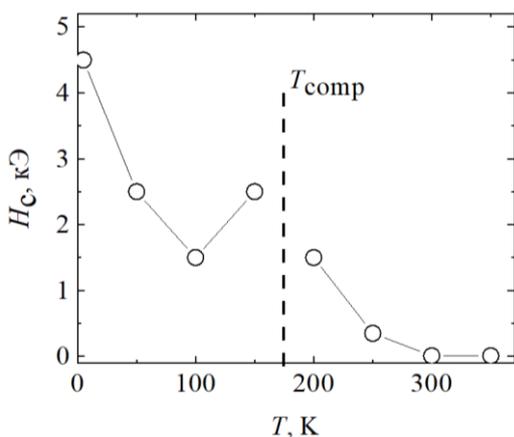


Рис. 3. Температурная зависимость коэрцитивной силы пленки  $\text{Dy}_{18,7}\text{Co}_{81,3}$

Кроме того, на магнитометрических петлях гистерезиса при температурах в окрестности  $T_{\text{comp}}$  при определенной величине внешнего магнитного поля  $H = H_{\text{cr}}$  наблюдались изломы (см. рис. 1), характерные для спин-флоп перехода и возникновения неколлинеарной магнитной структуры в ферромагнетиках [6]. Полученные данные для  $H_{\text{cr}}$  суммированы на рис. 4. Видно, что величина  $H_{\text{cr}}$  зависит от температуры и уменьшается при приближении к  $T_{\text{comp}}$ . Для двухподрешеточного ферромагнетика РЗ-ПМ в рамках теории молекулярного поля выражение для  $H_{\text{cr}}$  записывается в виде

$$H_{\text{cr}} = \lambda |M_{\text{P3}} - M_{\text{ПМ}}|, \quad (1)$$

где  $M_{\text{P3}}$  и  $M_{\text{ПМ}}$  – намагниченности подрешеток редкоземельного и переходного металлов соответственно;  $\lambda$  – константа межрешеточного обменного взаимодействия. Отметим, что экспериментальная величина  $H_{\text{cr}}$  минимальна вблизи  $T_{\text{comp}}$ , но отлична от нуля, как это можно было ожидать, исходя из выражения (1). Это связано с тем, что выражение (1) справедливо для изотропного ферромагнетика, а в исследованных в настоящей работе пленках сформировалась наведенная магнитная анизотропия в плоскости пленок как

результат напыления в присутствии постоянного магнитного поля. Кроме того, не исключено влияние возможной химической неоднородности по объему образца.

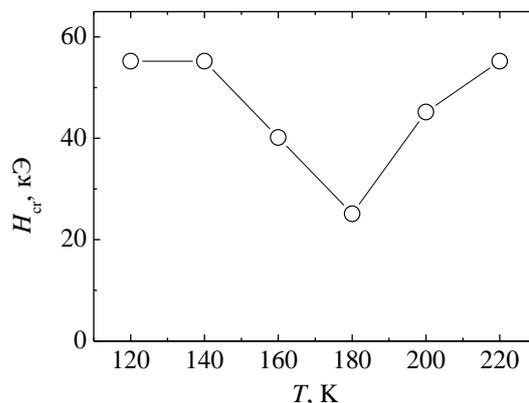


Рис. 4. Температурная зависимость критического поля для пленки  $\text{Dy}_{18,7}\text{Co}_{81,3}$  (90 нм), полученная для ориентации магнитного поля в плоскости образца

Из петель гистерезиса в области полей, превышающих  $H_{\text{cr}}$ , рассчитаны значения константы междоузельного взаимодействия как  $\lambda = \partial H / \partial M$  [5]. Полученные значения  $\lambda \cong 1000$  примерно в пять раз превышают значения, полученные в работе [5] для близкой по составу пленки  $\text{Dy-Co}$ , приготовленной термическим напылением.

## Выводы

В аморфных ферромагнитных пленках  $\text{Dy-Co}$ , полученных ионно-плазменным напылением, зафиксирован спин-флоп переход вблизи температуры магнитной компенсации, характерный для двухподрешеточного ферромагнетика РЗ-ПМ. Величина эффективной константы междоузельного обменного взаимодействия оказалась в несколько раз больше аналогичной величины для пленок  $\text{Dy-Co}$ , полученных термическим напылением.

## Финансирование

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки РФ FEUZ-2023–0020.

## Литература

1. K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 117201.
2. Z. Hu, J. Besbas, R. Smith, et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120. P. 112401.
3. J. Becker, A. Tsukamoto, A. Kirilyuk, et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 117203.
4. В. О. Васильковский, Е. В. Кудюков, Е. А. Степанова и др. // ФММ. 2021. Т. 122. С. 513–519.
5. Б. П. Хрусталева, В. Г. Поздняков, Г. И. Фролов, В. Ю. Яковчук // ФТТ. 1989. Т. 31, вып. 3. С. 112–118.
6. А. Г. Березин, Р. З. Левитин, Ю. Ф. Попов // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 268–280.

# Приближение среднего поля для системы триплетных бозонов в никелатах

В. С. Рюмшин\*, С. В. Нужин, Ю. Д. Панов, А. С. Москвин

Уральский Федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*vitaliy.riumshin@urfu.ru

Для описания термодинамических свойств ортоникелатов рассмотрен эффективный гамильтониан системы локальных композитных триплетных бозонов, движущихся в решетке немагнитных центров. В рамках приближения среднего поля получены уравнения для параметров порядка и критических температур переходов для различных типов упорядоченных фаз. Рассмотрены фазовые диаграммы системы для основного состояния и при конечных температурах.

## Введение

Ортоникелаты  $RNiO_3$  ( $R$  – редкоземельный элемент) многие годы являются объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Фазовая диаграмма ряда редкоземельных никелатов, основанная на экспериментальных данных, включает в себя металлическую неупорядоченную фазу, диэлектрическую фазу с зарядовым упорядочением и фазу с антиферромагнитным упорядочением (рис. 1) [2]. Эти системы демонстрируют различные особенности физических свойств, включая переходы металл-изолятор, необычное поведение проводимости и неколлинеарные магнитные структуры. Упомянулось о существовании линейной корреляции между амплитудой дыхательной (breathing) моды, связанной с зарядовым упорядочением, и антиферромагнитным вектором ниже температуры перехода металл-изолятор [3].

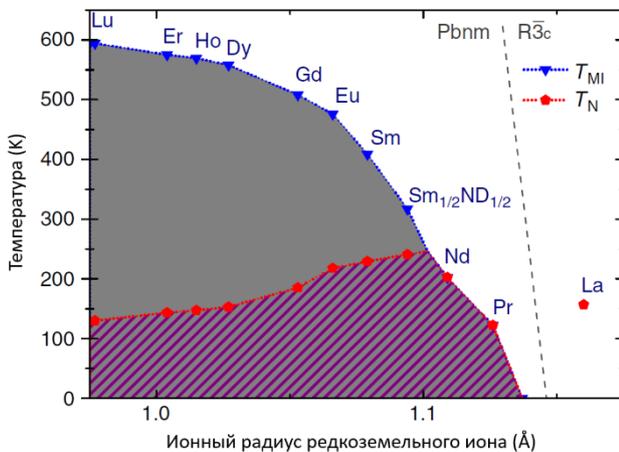


Рис. 1. Фазовая диаграмма ряда  $RNiO_3$  ( $R$  – редкоземельный элемент) [2]

Формально ион  $Ni^{3+}$  в низкоспиновой конфигурации  $t_{2g}^6 e_g^1$  октаэдра  $NiO_6$  образует ян-теллеровский центр с основным орбитальным дублетом  ${}^2E_g$ . В то же время ортоникелаты являются системами, неустойчивыми к реакции диспропорционирования [4–7] из-за переноса заряда между соседними центрами  $NiO_6$ , что представляет собой альтернативный механизм снятия орбитального вырождения. В результате этого электронную структуру ортоникелата можно представить [7] как систему локальных композитных триплетных бозонов с конфигурацией  $e_g^2; {}^3A_{2g}$ , движущихся в решетке немагнитных центров с configura-

цией  $t_{2g}^6$ . Эффективный гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle ij \rangle \sigma} (\hat{B}_i^{\sigma\dagger} \hat{B}_j^\sigma + \hat{B}_j^{\sigma\dagger} \hat{B}_i^\sigma) + V \sum_{\langle ij \rangle} \hat{n}_i \hat{n}_j - \mu \sum_i n_i + \hat{H}_s, \\ \hat{H}_s = J \sum_{\langle ij \rangle} (\hat{s}_i, \hat{s}_j) - \sum_i (\mathbf{h}, \hat{s}_i).$$

Здесь первое слагаемое учитывает перенос бозона по ближайшим узлам простой кубической решетки с сохранением проекции спина  $\sigma$  (где  $\sigma = +1, 0, -1$ ), второе – неколлективные заряд-зарядовые корреляции, третье слагаемое введено для явного учета сохранения заряда системы.  $\hat{H}_s$  учитывает гейзенберговское обменное взаимодействие и взаимодействие с магнитным полем. Данная модель описывает конкуренцию различных типов упорядочения и характеризуется богатым набором фазовых состояний, включающих фазовое расслоение.

## Результаты

В рамках приближения среднего поля получены уравнения для параметров порядка и критических температур переходов для различных типов упорядоченных фаз. В частности, были рассмотрены переходы из высокотемпературной неупорядоченной фазы в фазу зарядового упорядочения (CO), в антиферромагнитную (AFM) фазу, а также в сверхтекучую (SF) фазу. Рассмотрены фазовые диаграммы системы для основного состояния и при конечных температурах. Критические температуры перехода при  $\mathbf{h} = 0$  имеют следующий вид (рис. 2):

$$T_{CO} = zVn(1-n), \\ T_{AFM} = \frac{2}{3}zJn, \\ T_{SF} = \frac{4}{3}zt \frac{n - \frac{3}{4}}{\ln \frac{n}{3(1-n)}},$$

где  $z$  – число ближайших соседей,  $n$  – концентрация бозонов. Как и в случае синглетных бозонов [8], зависимость  $T_{CO}$  от  $n$  имеет вид параболы и достигает максимума при половинном заполнении, однако концентрационная зависимость  $T_{SF}$  в нашем случае уже не является симметричной относительно половинного заполнения, максимум  $T_{SF}$  смещен в сторону меньших  $n$ .

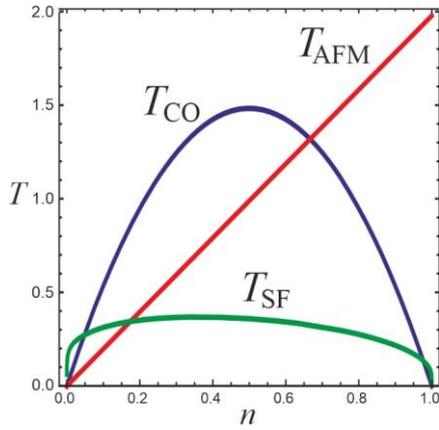


Рис. 2. Температуры перехода для различных фаз ( $V/J = 2, t/J = 0,4$ )

Энергии основного состояния ( $\mathbf{h} = 0$ ) для различных фаз описываются следующими зависимостями от  $n$  (рис. 3):

$$E_{0,CO} = -\frac{z}{2}V \left( \frac{1}{2} - \left| n - \frac{1}{2} \right| \right)^2 + \epsilon_0,$$

$$E_{0,AFM} = -\frac{z}{2}Jn^2 + \epsilon_0,$$

$$E_{0,SF} = -ztn(1-n) + \epsilon_0,$$

где  $\epsilon_0 = \frac{z}{2}Vn^2$  – средняя энергия межцентровых корреляций. Она также соответствует энергии неупорядоченной фазы при  $T = 0$ . Фазы CO и AFM при нулевой температуре являются фрустрированными, а остаточная энтропия SF-фазы равна нулю.

Из сравнения энергий были определены основные особенности и выделены основные типы фазовых диаграмм основного состояния для «чистых» фаз.

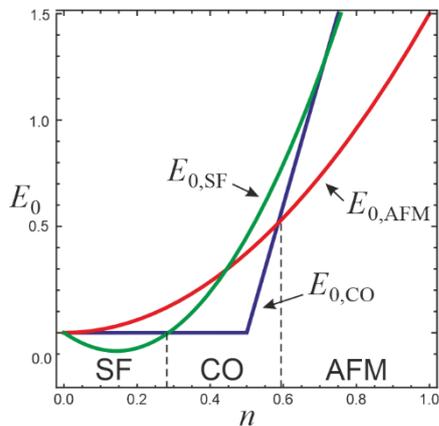


Рис. 3. Энергии основного состояния «чистых» фаз ( $V/J = 2, t/J = 0,4$ )

Аналитические зависимости критических температур и известный вид основного состояния позволяют предсказывать вид температурной фазовой диаграммы в приближении среднего поля. Линии, определяющие границы между упорядоченными фазами (рис. 4), соединяют точки пересечения наибольших критических температур (см. рис. 2) и границы обла-

стей существования фаз при  $T = 0$  (см. рис. 3). Численное решение уравнений среднего поля в целом подтверждает эти построения. Однако необходимо подчеркнуть, что более корректное описание фазовых состояний при конечных температурах должно учитывать возможность фазового расслоения. В настоящей работе для этого реализовано построение Максвелла. Показано, что области фазового расслоения занимают существенную площадь на температурной фазовой диаграмме.

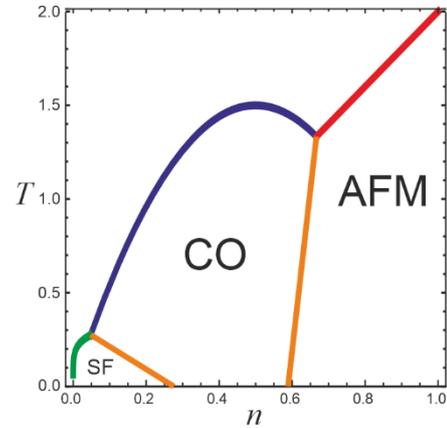


Рис. 4. Температурная фазовая диаграмма ( $V/J = 2, t/J = 0,4$ )

## Выводы

Для ортоникелатов рассмотрен модельный эффективный гамильтониан, описывающий систему локальных композитных триплетных бозонов, движущихся в решетке немагнитных центров. В рамках приближения среднего поля описаны основные типы фазовых диаграмм модели и получены уравнения критических температур для различных типов упорядоченных фаз.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства науки и образования РФ.

## Литература

1. M. L. Medarde // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 1679.
2. H. Guo et al. // Nature Commun. 2018. V. 9. P. 43.
3. D. J. Gawryluk et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 205137.
4. A. S. Moskvina // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 085601.
5. I. I. Mazin et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 176406.
6. А. С. Москвин, Ю. Д. Панов // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 1129.
7. A. S. Moskvina // Magnetochemistry. 2023. V. 9. P. 224.
8. R. Micnas et al. // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 113.

# Исследования нерегулярных магнонных микро- и наноструктур методом мандельштам – бриллюэновской спектроскопии

А. В. Садовников<sup>1,2,\*</sup>, С. Е. Шешукова<sup>1</sup>, Е. Н. Бегинин<sup>1</sup>, А. В. Серокурова<sup>3</sup>,  
С. А. Никитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Лаборатория «Магнитные Метаматериалы» Саратовского государственного университета, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009

<sup>3</sup>Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению

\*SadovnikovAV@gmail.com

В работе исследована динамика спиновых волн в микро- и наноструктурах, включая структуры на основе меандровых магнонных микроволноводов с нарушением трансляционной симметрии, но сохранением симметрии типа «скользящая плоскость». Приведены результаты исследования методом мандельштам – бриллюэновской спектроскопии, широкополосного ферромагнитного резонанса и численного микромагнитного моделирования. Обсуждаются механизмы формирования запрещенных зон в спектре спиновых волн и исследуются резонансные магнонные состояния. Выявлены особенности в спектре спиновых волн при изменении геометрических параметров структур и варьировании угла подмагничивания, а также рассмотрены методы управления спектрами спиновых волн.

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров [1–7]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удастся реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магноники, управляемых электрическим полем, лазерным излучением, локальным нагревом магнитной структуры и вариацией направления поля подмагничивания. Магнонные структуры при этом могут быть аналогом фотонных и плазмонных, при этом позволяя перестройку длин волн и частот в широком диапазоне. Так длины волн магнонов составляют величины от единиц нанометров до единиц миллиметров, а частоты простираются от мегагерцевого до терагерцевого диапазона в случае использования антиферромагнитных (АФМ) материалов.

Объединяя магнонные структуры для расширения функциональности в задачах обработки сигналов, мы приходим к рассмотрению магнонных сетей, являющихся не просто блоками, соединенными последовательно или параллельно, а демонстрирующими коллективную динамику спиновых волн, основанную на методах и подходах нелинейной физики волновых явлений в гиротропных средах. При этом в магнонике проявляются такие интересные эффекты из физики мира нелинейных явлений, как, например, формирование темных и светлых дискретных солитонов, нелинейный резонанс типа Фано. Важно отметить, что в последнее время была развита технология наблюдения или фотографии спин-волновых возбуждений в микронном и субмикронном масштабах, основанная на мандельштам – бриллюэновской спектроскопии (МБС) света. Основной феномен данного метода заключен в явлении неупругого рассеяния фотона магноном, квантом спиновой волны. При этом метод позволяет исследовать СВ с частотами от 100 МГц до 1500 ГГц, что и явилось значительным преимуществом при использовании данного метода для визуализации динамики СВ в магнонных сетях. В докладе будут рассмотрены методы исследования СВ и показано, как МБС применяется для исследования в маг-

нонике в последние 10 лет. Рассматривая наблюдаемый в эксперименте эффект дискретной дифракции, продемонстрируем возможные модели для описания нелинейной спин-волновой динамики на основе уравнений связанных волн и численных расчетов методом решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта совместно с системой уравнений Максвелла [7–15].

Рассмотрены задачи передачи сигнала, закодированного в виде СВ в многомерных топологиях магнонной сети. При этом переход от двухмерной архитектуры магнонных сетей к трехмерной в настоящее время представляет большой интерес ввиду развития концепций обработки и хранения данных на принципах магноники. Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнонных структур меандрового типа. При этом волна, распространяясь по такой структуре, может менять свой тип с поверхностной на обратную объемную, и наоборот. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демultipлексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов. В электронике трехмерные схемы требуют эффективного отвода джоулева тепла от вычислительных элементов, что представляет собой технологическую проблему. Для сравнения, магноника позволяет передавать информационный сигнал, закодированный в амплитуду и фазу СВ, что не сопровождается нагревом. Стоит отметить два важных преимущества при использовании СВ в качестве носителей информационного сигнала: отсутствие омических потерь при распространении СВ и миниатюризация до нанометровых размеров структур, поддерживающих передачу спин-волнового сигнала. При этом свойства распространяющихся СВ определяются как дипольным, так и обменным взаимодействием, что позволяет разделить область управления свойствами СВ как электрическим, так и магнитным полем.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 20-79-10191).

## Литература

1. С. А. Никитов, А. Р. Сафин, Д. В. Калябин и др. // УФН. 2020. Т. 190. С. 1009–1040.
2. E. N. Beginin et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 122404.
3. V. K. Sakharov et al. // Appl. Phys. Lett. 202. V. 117. P. 022403.
4. V. Sakharov et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 545. P. 168786.
5. G. Gubbiotti et al. // Phys. Rev. Applied. 2021. V. 15. P. 014061.
6. G. Gubbiotti et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 162405.
7. A. V. Sadovnikov et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 544. P. 168670.
8. E. N. Beginin et al. Three-Dimensional Magnonics. London : CRC Press.
9. A. V. Sadovnikov, A. A. Zyablovsky, A. V. Dorofeenko, S. A. Nikitov // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 024073.
10. Iu. V. Vetrova et al. // Appl. Phys. Lett. 118. 212409 (2021).
11. A. I. Chernov et al. // Nano Lett. 2020. V. 20, no. 7. P. 5259–5266.
12. K. Zeissler et al. // Nature Communications. 2020. V. 11. P. 428 (2020).
13. S. Finizio et al. // Nano Lett. 2019. V. 19, no. 1. P. 375–380.
- A. V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. B. V. 99. P. 054424. 2019.
14. A. V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. Lett. V. 120. P. 257203 (2018).
15. A. V. Sadovnikov et al. // Phys. Rev. Applied. V. 9. P. 051002 (2018).

# Стрикционные эффекты в магнитных пленках с взаимодействием Дзялошинского – Мория

М. В. Сапожников<sup>1,\*</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>, Н. С. Гусев<sup>1</sup>, О. Г. Удалов<sup>1</sup>, А. В. Садовников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Большая Казачья, 112а, Саратов, 410012

\*msap@ipmras.ru

В работе экспериментально исследовано изменение величины поверхностного взаимодействия Дзялошинского – Мория (ВДМ) в двуслойной пленке Co/Pt в условиях механических деформаций методами рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (МБР). Пленка была выращена на поверхности кристалла магнониобата-титаната свинца (PMN-PT), который является сегнетоэлектриком. Поверхность кристаллической подложки имела ориентацию [001] или [110] для разных образцов. Для получения деформаций к кристаллу прикладывалось электрическое поле величиной до 1000 В/мм. При этом наблюдалось значительное изменение константы ВДМ. Изменение ВДМ сопровождалось формированием различных необычных доменных структур и магнитных скирмионов.

## Введение

В настоящей работе мы изучаем зависимость взаимодействия Дзялошинского – Мория и магнитных состояний пленок Co/Pt от однородных и двухосных механических деформаций. Для этого пленки напылялись на поверхность сегнетоэлектрического (СЭ) кристалла, к которому прикладывалось электрическое напряжение. Деформации позволяют контролировать не только величину ВДМ, но и его анизотропию. В зависимости от направления электрического поля (относительно оси кристалла СЭ) можно индуцировать либо изотропную, либо анизотропную деформацию, приводящую к изотропному или анизотропному изменению ВДМ. Это может быть использовано для управления магнитными скирмионами или другими магнитными текстурами с помощью электрического поля.

Образцы изготавливаются путем осаждения тонких пленок Pt/Co/Pt на верхнюю часть кристалла PMN-PT методом магнетронного распыления. Толщина слоев Pt составляет 1,9 нм, а Co – 1,3 нм. В качестве подложки используется коммерчески доступный (Atom Optics Co., Ltd., Китай) кристалл PMN-PT состава 68% Pb(Mg<sub>1/3</sub>Nb<sub>2/3</sub>)O<sub>3</sub> – 32% PbTiO<sub>3</sub>. Кристалл имеет вид полированной плоскопараллельной пластины толщиной 0,5 мм. На нижнюю плоскость кристалла PMN-PT наносится пленка Pt(10 нм)/Ta(90 нм). Он служит нижним электродом. Два разных среза PMN-PT ([001] и [011]) используются для получения изотропных и анизотропных плоских деформаций.

ВДМ в образцах изучается методом рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (МБР) в геометрии Деймона – Эшбаха, при этом магнитное поле прикладывается в плоскости образца в двух возможных перпендикулярных направлениях (x и y). Измерения проводятся в полях  $H > 8$  кЭ, т. е. в условиях магнитного насыщения в плоскости. Электрическое поле при этом приложено перпендикулярно плоскости образца. Приложение электрического поля вызывает различные виды деформации в плоскости кристалла СЭ. Деформация изотропна для пластины [001] и анизотропна для [011]. Деформация подложки передается магнитной пленке. В эксперименте BLS мы меняем напряжение в диапазоне от –500 до +500 В, что дает изменение поля  $\pm 1$  МВ/м. Типичный спектр БЛС

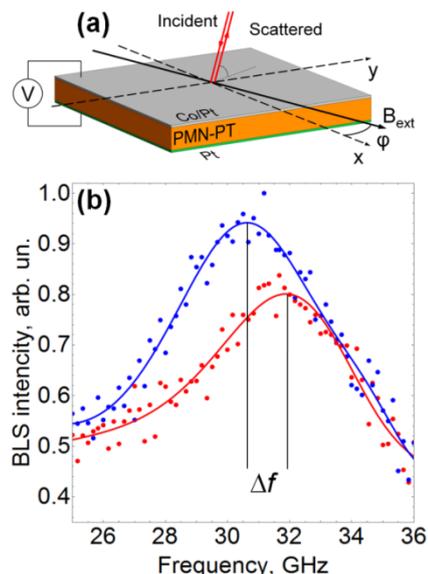


Рис. 1. Геометрия измерения BLS (а). Типичный спектр МБР для образца Ta/Pt/Co/Pt без деформации при  $B = 1$  Тл (верхняя линия) и  $B = -1$  Тл (нижняя линия) (б).  $\Delta f$  – сдвиг частоты между стоксовым и антистоксовым пиками

представлен на рис. 1, б. Сплошные линии показывают лоренцеву аппроксимацию, демонстрирующую сдвиг стоксова и антистоксового пиков, обозначенный как  $\Delta f$ . Следуя стандартному подходу, мы оцениваем константу DMI как

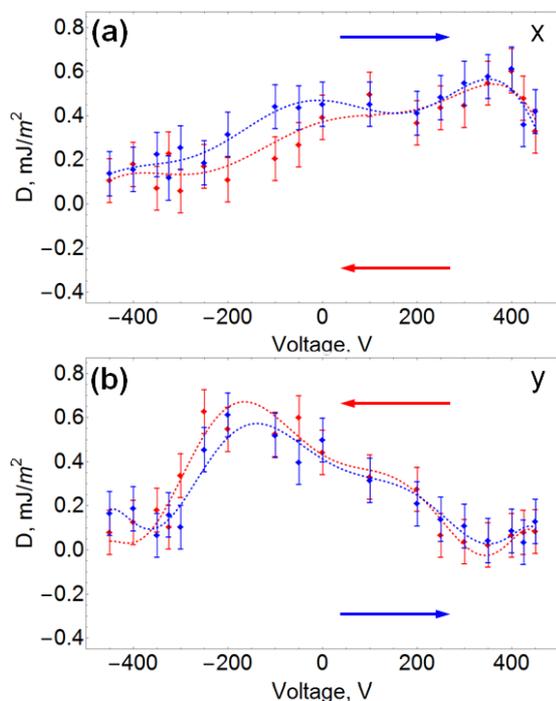
$$D_i = 2M_s \Delta f / (\pi \gamma k_i),$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\gamma = 176$  ГГц/Т – гиромангнитное отношение,  $\Delta f$  – разность между стоксовой и антистоксовой частотами, а  $k_i$  – импульс вдоль  $i$ -направления (в нашем случае  $i = x$  или  $y$ ). Значение  $M_s$ , используемое в наших оценках, составляет  $1,1 \times 10^6$  А/м, что типично для пленок Co/Pt.

## Результаты

В случае пленок Co/Pt, изготовленных на изотропной поверхности кристалла [001] PMN-PT, наблюдается существенное изменение констант ВДМ  $D_{x,y}$  в зависимости от электрического поля. Они изменяются от 0,7 до –0,2 мДж/м<sup>2</sup>. При этом изменения  $D_x$  и  $D_y$  совпадают, то есть ВДМ меняется изотропно, что соответствует симметрии деформации в подложке PMN-PT со срезом [001]. На рис. 2 показаны ре-

зультаты для пленки Co/Pt, выращенной на срезе [011] кристалла PMN-PT. Видно, что константа ДМІ изменяется и в этом случае. Изменение сильное (от 0 до 0,6 мДж/м<sup>2</sup>). Поведение также немонотонно. Приложение электрического поля к такому кристаллу вызывает анизотропную плоскостную деформацию (сжатие вдоль одной оси и расширение вдоль другой). Это приводит к тому, что такая деформация ведет к анизотропии ВДМ с разным значением констант вдоль разных осей.

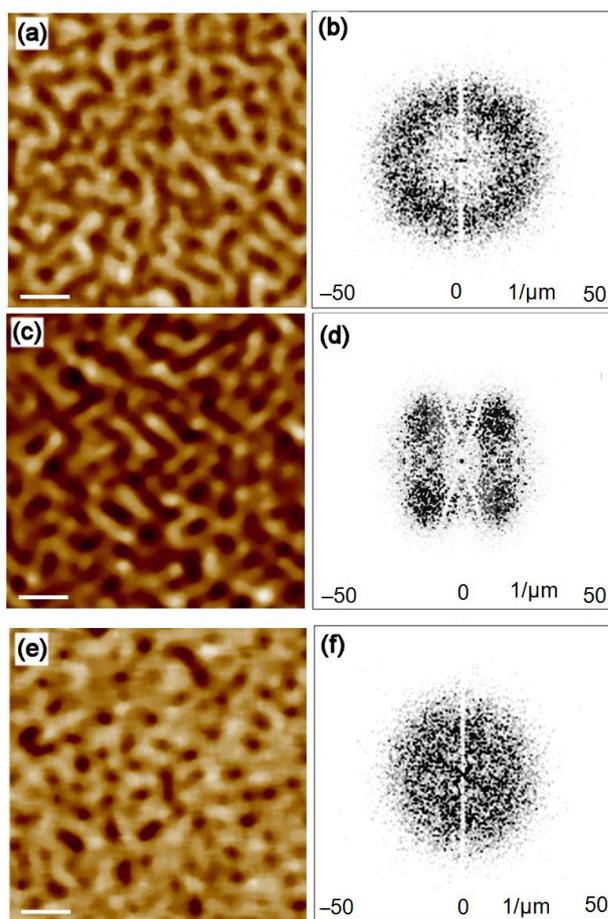


**Рис. 2.**  $D_x$  и  $D_y$  в зависимости от приложенного напряжения для пленки Co/Pt, выращенной на срезе [011] кристалла PMN-PT. Стрелки обозначают направление развертки напряжения

Магнитные состояния пленок Co/Pt в условиях изотропных и анизотропных деформаций проводились методами магнитосиловой микроскопии. Наблюдалось изменение магнитных состояний образцов в условиях деформаций при приложении напряжения к СЭ-подложке. В случае образца на подложке [100] изотропное увеличение ВДМ при приложении отрицательного напряжения приводит к формированию магнитных скирмионов. Анизотропное ВДМ, возникающее в образце на подложке [011], ведет к формированию зигзагообразной доменной структуры (рис. 3).

### Выводы

В настоящей работе мы продемонстрировали, что взаимодействие ВДМ в гибридной системе Co/Pt/СЭ можно изменять с помощью электрического поля, приложенного к кристаллу СЭ, перпендикулярного его поверхности. Эффект возникает за счет появления механической деформации, индуцированной электрическим полем, передаваемой от кристалла СЭ к ФМ-пленке через интерфейс. Изменение константы



**Рис. 3.** Левый столбец – МСМ-изображения магнитных состояний пленки Co/Pt. Правый столбец – соответствующие пространственные фурье-спектры наблюдаемых структур. Верхний ряд – изотропная лабиринтная доменная структура при отсутствии деформаций. Средний ряд – зигзагообразная доменная структура в условиях анизотропного ВДМ в образце с подложкой [011] при напряжении –300 В. Нижний ряд – магнитные скирмионы в условиях изотропного изменения ВДМ в образце с подложкой [100] при напряжении –300 В

ВДМ составляет около  $\pm 0,4$  мДж/м<sup>2</sup> при приложении электрического поля  $\pm 1$  МВ/м. Такие изменения представляют собой более чем 100%-изменение константы ВДМ и могут привести к изменению знака ВДМ при достаточно высоких напряжениях. Интересно, что в зависимости от среза кристалла электрическое поле может вызывать как изотропное, так и анизотропное изменение ВДМ. Для среза [011] кристалла PMN-PT ВДМ вдоль направления  $x$  растет с увеличением поля, а ВДМ вдоль направления  $y$  уменьшается.

### Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

# Возбуждение ТГц-магнонов фемтосекундными лазерными импульсами в ферритах-гранатах, легированных висмутом и тулием

С. С. Сафонов<sup>1,\*</sup>, А. С. Федоров<sup>1,2</sup>, А. А. Федорова<sup>1,2</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>, М. В. Логунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

\*sergej-safonov-81@bk.ru

Приведены результаты возбуждения ТГц-когерентных колебаний намагниченности фемтосекундными лазерными импульсами в ферритах-гранатах, легированных висмутом и тулием. Динамика спинов соответствует обменной моде взаимодействующих подрешеток феррита-граната с ионами  $Tm^{3+}$  и  $Fe^{3+}$ .

## Введение

Ферромагнетики (ФМ) рассматриваются как перспективные материалы спинтроники и фотоники [1, 2]. Важным динамическим свойством ФМ является возможность генерации магнонов в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот, что обусловлено многоподрешеточной структурой ФМ. В настоящее время в качестве основных магнитных материалов для ТГц-устройств рассматриваются антиферромагнетики. В окрестности точки компенсации магнитного момента ФМ реализуется состояние, близкое к антиферромагнитному. Но, в отличие от антиферромагнетиков, свойства подрешеток в ФМ не полностью эквивалентны даже в компенсированном состоянии, и для детектирования состояния компенсированного ФМ можно использовать хорошо известные методы на основе магнитооптических эффектов, аномального эффекта Холла и др.

Недавно было показано, что в тулиевых ферритах-гранатах возможна генерация магнонов субтерагерцового диапазона частот при квазирезонансном возбуждении антиферромагнитно связанных спинов в магнитной подсистеме ферромагнетика ТГц-импульсами [3, 4]. В данной работе генерация магнонов ТГц-диапазона частот возбуждена при воздействии на ФМ фемтосекундными лазерными импульсами.

## Методика и результаты

Эксперименты проведены методом накачки-зондирования в диапазоне температур 10–300 К. И для накачки, и для зондирования применены лазерные импульсы с длиной волны 515 нм и длительностью менее 100 фс. В качестве образца использована монокристаллическая пленка состава  $(Tm,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$  на подложке гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111) и осью одноосной анизотропии, перпендикулярной плоскости пленки.

Процесс генерации терагерцовой (обменной) моды сопровождался одновременным возбуждением

гигагерцовой (ферромагнитной) моды. Частота ТГц-когерентных колебаний намагниченности увеличивается со снижением температуры, что обусловлено ростом обменного взаимодействия.

Несмотря на то, что исследуемая пленка имеет температуру Нееля меньше, чем в работе [3], частота колебаний в нашем случае в три раза превышала частоту, наблюдавшуюся в работе [3]. Если бы частота магнонов определялась антиферромагнитным взаимодействием железных подрешеток, то ситуация была бы обратной, и мы наблюдали бы генерацию магнонов с частотами меньше, чем в работе [3]. На этом основании мы делаем вывод, что генерация магнонов определяется взаимодействием тулиевой и железных подрешеток ферромагнетика. Ионы  $Tm^{3+}$  входят в додекаэдрическую подрешетку граната. Магнитный момент тулиевой подрешетки антиферромагнитно связан с общим магнитным моментом октаэдрической и тетраэдрической подрешеток с ионами  $Fe^{3+}$ .

Полученные результаты сравниваются с результатами возбуждения терагерцовых магнонов в других ферромагнетиках, в том числе при использовании для возбуждения магнонов терагерцовых импульсов электрического поля при одновременном возбуждении спинового резонанса в гигагерцовом диапазоне.

## Выводы

В монокристаллических пленках ферритов-гранатов, легированных ионами тулия, с помощью метода накачки-зондирования получена генерация магнонов терагерцового диапазона частот при возбуждении обменной резонансной моды, обусловленной антиферромагнитно связанными редкоземельной и железной подрешетками ферромагнетика.

## Литература

1. S. K. Kim et al. // Nature Materials. 21. **24** (2022).
2. Y. Zhang et al. // Appl. Phys. Rev. **10**, 011301 (2023).
3. T. G. H. Blank et al. // Phys. Rev. Lett. **127**, 037203 (2021).
4. T. G. H. Blank et al. // Phys. Rev. B. **108**, 094439 (2023).

# Потери поверхностных магнитоэлектронных волн в слоистых структурах феррит/металл

В. К. Сахаров<sup>1,2,\*</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1,2</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 35, Саратов, 410019

<sup>2</sup>СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

\*valentin@sakharov.info

В работе представляются результаты численного расчета потерь поверхностных магнитоэлектронных волн, распространяющихся в пленке феррита, покрытой платиной. При этом учитываются потери, обусловленные влиянием спиновой накачки, вклад которой рассматривается через мнимую составляющую комплексного параметра закрепления на интерфейсе феррит/металл.

## Введение

Для реализации устройств обработки, хранения и передачи информации, в которых носителями сигнала являются спиновые волны (СВ) или магноны, активно изучаются структуры на основе двуслойных пленок из ферритов, в особенности железо-иттриевого граната (ЖИГ), и нормальных металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как платина (Pt) [1–5]. Интерес к такого рода структурам связан с тем, что спиновые эффекты Холла и эффекты переноса спинового момента в них позволяют преобразовывать электрический сигнал в СВ и обратно [2, 3].

При теоретическом рассмотрении спектра дипольно-обменных СВ в структурах ЖИГ/Pt [4–6] влияние электрон-магнонного рассеяния на интерфейсе ЖИГ и Pt учитывается через мнимую составляющую  $\Lambda''$  комплексного параметра закрепления  $\Lambda = \Lambda' - i\Lambda''$ . В данном подходе  $\Lambda''$  приводит к дополнительному затуханию СВ, обусловленному потерями СВ на генерацию ЭДС обратного спинового эффекта Холла  $V_{\text{осэх}}$ . В работах [4–6] рассчитывался вклад во временной декремент СВ, который характеризовался добавкой  $\Delta\omega(\Lambda'')$  в мнимую составляющую  $\omega''$  комплексной частоты  $\omega = \omega' + i\omega''$ , связанную с шириной линии резонансной моды в экспериментах по спиновой накачке в условиях возбуждения однородным ФМР [3]. В данной работе аналогичным образом рассматриваются потери при спиновой накачке бегущими СВ. В этом случае в качестве волнового параметра накачки, который обуславливает генерацию  $V_{\text{осэх}}$ , рассматривается вклад  $\Delta k''(\Lambda'')$  в пространственный декремент  $k''$  (мнимую составляющую волнового числа  $k = k' + ik''$ ) для бегущих СВ.

## Методика расчета и параметры структуры

Расчет зависимостей  $k'(f)$  и  $k''(f)$  от частоты  $f$  для поверхностной магнитоэлектронной волны (ПМСВ) проводился с использованием подхода, описанного в работе [7] и основанного на применении граничных условий для намагниченности с параметрами закрепления и решении уравнения Ландау – Лифшица. Для учета потерь на генерацию  $V_{\text{осэх}}$  параметр закрепления был введен комплексным на той поверхности, где полагалась пленка Pt, и к которой был прижат максимум амплитуды ПМСВ. На противоположной стороне пленки ЖИГ спины были свободными. Толщина

пленки ЖИГ полагалась равной 3,0 мкм, эффективная намагниченность –  $4\pi M = 1,75$  кГс, обменная жесткость –  $A_{\text{ex}} = 3,5 \cdot 10^{-7}$  эрг/см, параметр затухания ПМСВ –  $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ . Внешнее приложенное поле было  $H = 900$  Э.

## Результаты

На рис. 1, а и б приведены рассчитанные зависимости  $k''(f)$  для  $\Lambda = 0 - i \cdot 10^4$  и  $\Lambda = 10^4 - i \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> соответственно. При этом кривыми 1 и 2 показаны данные для  $\alpha = 0$  и  $3 \cdot 10^{-4}$  соответственно, а кривая 3 была получена при  $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$  и  $\Lambda'' = 0$ .

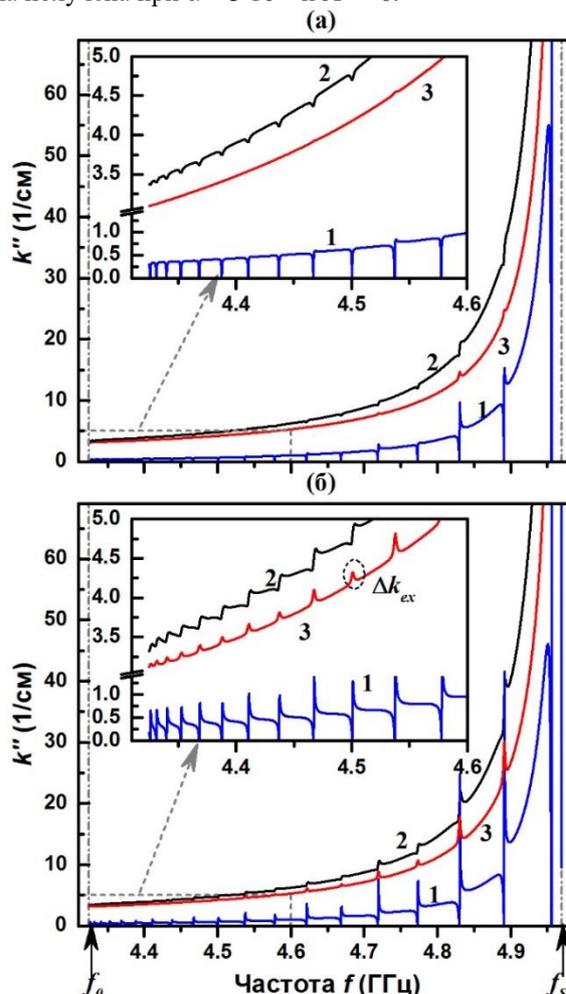


Рис. 1. Рассчитанные частотные зависимости потерь  $k''(f)$  для рассматриваемой структуры при  $\Lambda = 0 - i \cdot 10^4$  (а) и  $\Lambda = 10^4 - i \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> (б). Кривая 1 соответствует  $\alpha = 0$ , кривая 2 –  $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ , кривая 3 –  $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$  и  $\Lambda'' = 0$

Кривые  $k''(f)$  для  $\alpha = 0$  и  $\Lambda'' \neq 0$  (кривые 1) отражают затухание ПМСВ и демонстрируют осцилляции на частотах дипольно-обменных резонансов. Поведение зависимостей  $k''(f)$  на резонансных частотах существенно зависит от значения  $\Lambda' = \text{Re}(\Lambda)$ , что показывает сравнение кривых 1 на рис. 1, *a* и *б*. Диссипация СВ ( $\alpha \neq 0$ ) приводит к увеличенным значениям  $k''(f)$  и сглаживанию резонансных особенностей (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1, *a*, *б*). В рассматриваемом случае кривые 2 не являются точной суперпозицией кривых 1 и 3, что особенно заметно для резонансных частот около коротковолновой границы  $f_s$  ПМСВ и объясняется влиянием диссипации на резонансное взаимодействие ПМСВ и обменных мод.

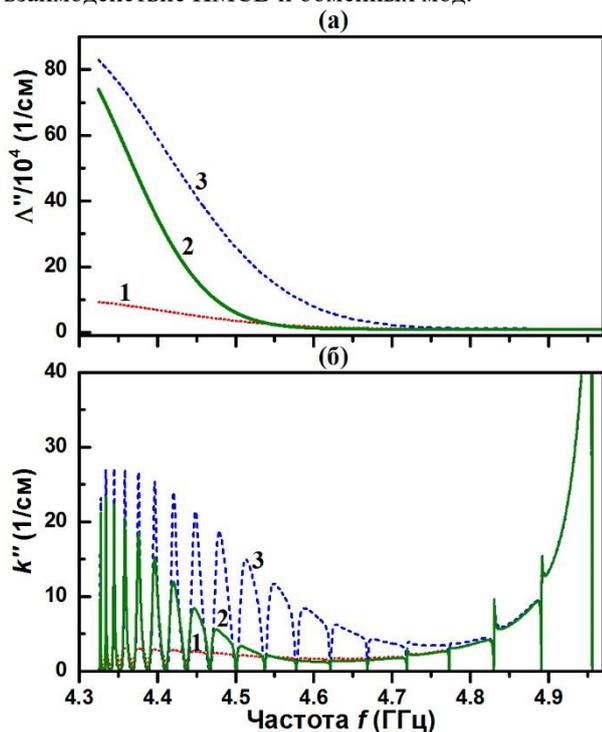


Рис. 2. Частотные зависимости: *a* – параметра закрепления  $\Lambda''$  и *б* – соответствующего ему  $k''$  для рассматриваемой структуры

Как видно из рис. 1, вклад в  $k''(f)$ , определяемый  $\Lambda''$ , вблизи длинноволновой границы  $f_0$  ПМСВ на порядки меньше, чем для коротковолновой границы  $f_s$ . Однако экспериментальные данные [8] показывают, что кривые  $V_{\text{осэх}}(f)$  вблизи частот  $f_0$  и  $f_s$  демонстрируют схожие значения. Отмеченное расхождение может быть связано с тем, что параметр закрепления считался независимым от частоты. Введение частотной зависимости для мнимой составляющей параметра  $\Lambda'' = \Lambda''(f)$  с ростом вблизи  $f_0$  (рис. 2, *a*) приводит к виду кривых  $k''(f)$ , показанных на рис. 2, *б*, которые лучше согласуются с экспериментальными зависимостями  $V_{\text{осэх}}(f)$  [8].

## Выводы

Использование комплексного параметра закрепления для описания потерь на генерацию ЭДС обратного спинового эффекта Холла при спиновой накачке бегущими СВ может соответствовать экспериментальным данным в случае введения частотной зависимости параметра закрепления.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-19-00500.

## Литература

1. K. Ganzhorn, et al. // APL. 2016. V. 109. P. 022405.
2. Y. Kajiwara, et al. // Nature. 2010. V. 464. P. 262–266.
3. S. Maekawa, et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2013. V. 108. P. 176601.
4. J. Xiao, G. E. Bauer // PRL. 2012. V. 108. P. 217204.
5. Y. Zhou, et al. // PRB. 2013. V. 88. P. 184403.
6. A. Kapelrud, A. Brataas // PRL. 2013. V. 111. P. 097602.
7. Y. Filimonov, et al. // JMMM. 1994. V. 131. P. 235–241.
8. М. Е. Селезнев и др. // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30. С. 617–643.

# Магнитные и магнитокалорические свойства микрочастиц на основе Gd в области криогенных температур

А. В. Свалов\*, Д. С. Незнахин, А. В. Архипов, С. В. Андреев, А. А. Юшков, А. Н. Горьковенко, Е. А. Бурбан, Г. В. Курляндская

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002  
\*andrey.svalov@urfu.ru

В работе представлены результаты исследования структурных, магнитных и магнитокалорических свойств микрочастиц на основе Gd, полученных размолом быстрозакаленной ленты Gd. Анализ структурных данных выявил присутствие фаз оксида и гидрида гадолиния. На основе измерения магнитных изотерм обнаружен достаточно высокий магнитокалорический эффект при криогенных температурах.

## Введение

Рабочее тело магнитного холодильника в виде порошка обладает дополнительными преимуществами как с точки зрения эффективности теплопередачи, так и конструирования конкретных устройств. Недавно было показано, что измельчение Gd до состояния порошка позволяет увеличить показатель степени в полевой зависимости изменения магнитной части энтропии, что свидетельствует о повышении интенсивности отклика рабочего тела на внешнее магнитное поле [1]. В области комнатных температур гадолиний по-прежнему занимает лидирующие позиции как рабочий материал для реальных устройств благодаря соответствующей величине температуры Кюри, большому магнитному моменту и отсутствию термического гистерезиса [2]. Однако в настоящее время увеличивается необходимость в развитии криогенного магнитного охлаждения в связи с возрастающей потребностью в сжижении газов [3, 4]. До недавнего времени перспективными материалами для этой области температур рассматривались бинарные и тройные интерметаллические соединения на основе редкоземельных элементов и частицы оксида гадолиния [5, 6]. Магнитокалорические свойства частиц Gd при низких температурах исследованы слабо. В настоящей работе приведены результаты исследований магнитных и магнитокалорических свойств микрочастиц Gd в области криогенных температур.

Порошки Gd были приготовлены многочасовым измельчением в шаровой мельнице быстрозакаленной ленты Gd, рабочая камера была заполнена этиловым спиртом. Структура порошков исследовалась с помощью рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии. Магнитные измерения проводились на СКВИД-магнетометре в интервале температур от 10 до 200 К. Изменение магнитной части энтропии  $\Delta S_M$  было определено по данным измерений магнитных изотерм на основе соотношения Максвелла.

## Результаты

Анализ результатов структурных исследований свидетельствует о многофазности частиц Gd. На рис. 1 приведена дифрактограмма порошка Gd, обозначенные на ней пики собраны в табл. 1, где им поставлены в соответствие дифракционные линии г.п.у. решетки Gd, г.ц.к. решетки оксида гадолиния  $Gd_2O_3$  и г.ц.к. решетки гидрида гадолиния  $GdH_2$ . Присутствие

оксида и гидрида гадолиния, скорее всего, является следствием механической обработки порошка в среде этилового спирта. Отметим также, что не исключено присутствие и моноклинной фазы  $Gd_2O_3$ , чьи наиболее интенсивные дифракционные линии находятся в интервале углов  $2\theta$  от  $28^\circ$  до  $32,5^\circ$  (карта JSPDS 43-1015) и пересекаются с линиями г.п.у. Gd и г.ц.к.  $Gd_2O_3$  в этом диапазоне углов.

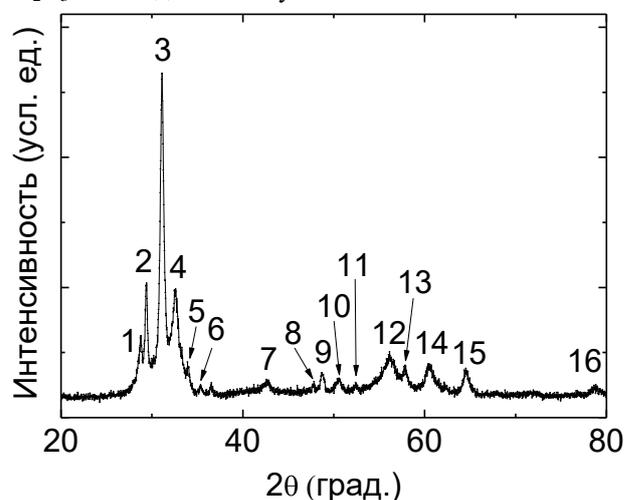


Рис. 1. Дифрактограмма порошка Gd

Таблица 1. Положение пиков на дифрактограмме и их соответствие дифракционным линиям различных соединений

Пик	$2\theta$ (град.)	Gd, г.п.у.	$Gd_2O_3$ , г.ц.к.	$GdH_2$ , г.ц.к.
1	28,8	(100)	(222)	
2	29,4			(111)
3	31,1	(002)		
4	32,6	(101)		
5	33,9			(002)
6	35,4		(411)	
7	42,7	(102)		
8	47,9		(440)	
9	48,7			(022)
10	50,5	(110)		
11	52,4		(611)	
12	56,2	(103)	(622)	
13	57,9			(113)
14	60,5	(112)		
15	64,5		(642)	
16	78,8	(203)		

Определенным подтверждением присутствия  $GdH_2$ , температура магнитного упорядочения которого составляет примерно 22 К [7], являются особенности на температурных зависимостях намагниченности  $M(T)$ , измеренных по протоколу ZFC-FC, при температурах ниже 30 К (рис. 2). Эти зависимости свидетельствуют также о том, что основной фазой микрочастиц Gd является гексагональный гадолиний, температура Кюри которого составляет 293 К.

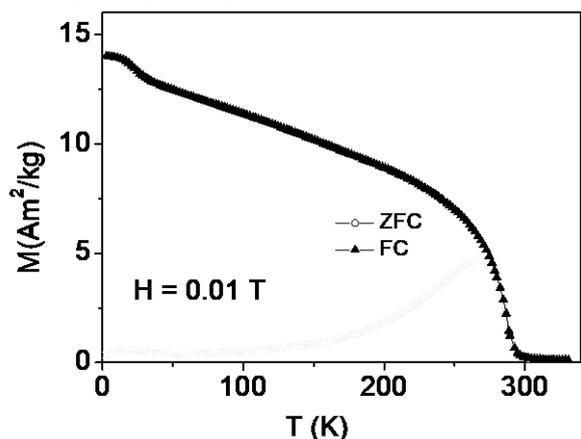


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности микрочастиц на основе Gd

Магнитные изотермы, с использованием которых было определено изменение магнитной части энтропии, были измерены с шагом по температуре 10 К при изменении магнитного поля до 7 Тл. На рис. 3 в качестве примера показаны некоторые кривые  $M(H)$ .

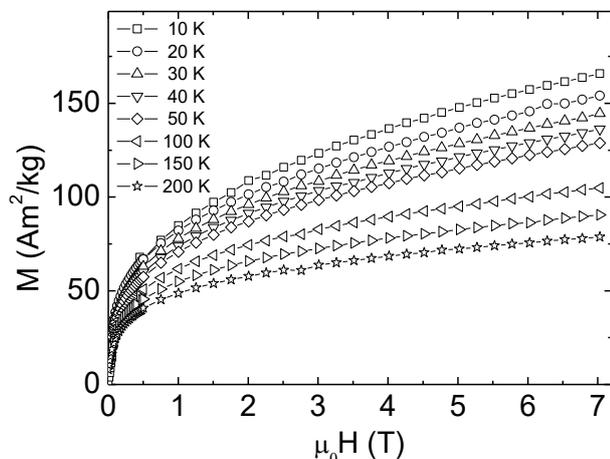


Рис. 3. Кривые намагничивания микрочастиц на основе Gd

Температурная зависимость  $\Delta S_M(T)$  для амплитуды изменения поля 7 Тл представлена на рис. 4. При температурах ниже 100 К наблюдается довольно резкий рост величины  $\Delta S_M(T)$ . Максимальная величина  $\Delta S_M$ , наблюдаемая при  $T = 15$  К для  $\Delta\mu_0 H = 7$  Т, значительно уступает аналогичному параметру для интерметаллических соединений на основе редкоземельных элементов и частиц  $Gd_2O_3$  [5, 6], но обладает заметным преимуществом перед первыми по простоте приготовления и перед вторыми – более широким температурным «пиком» на зависимости  $\Delta S_M(T)$ ,

обеспечивающим достаточно высокую величину относительной мощности охлаждения [8].

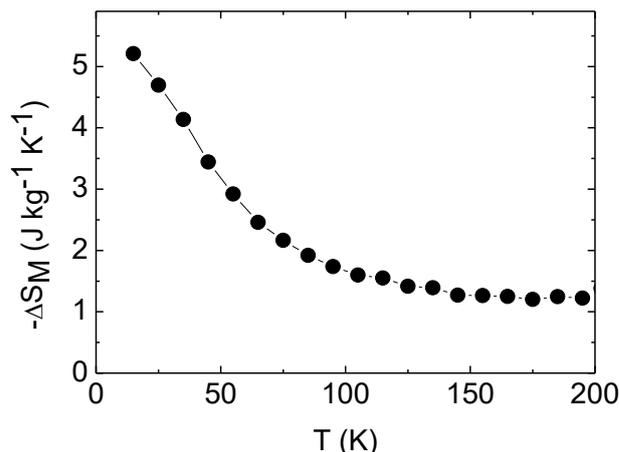


Рис. 4. Температурная зависимость изменения магнитной части энтропии микрочастиц на основе Gd.  $\Delta\mu_0 H = 7$  Тл

## Выводы

В микрочастицах на основе Gd обнаружен достаточно высокий магнитокалорический эффект (МКЭ) при криогенных температурах ( $\Delta S_M^{\max} = 5,2$  Дж/кг·К для  $\Delta\mu_0 H = 7$  Тл). Его причину еще предстоит выяснить. С учетом того, что наибольшая величина  $\Delta S_M$  наблюдается вблизи температуры фазового перехода [4], можно предположить, что основной вклад в МКЭ в данном случае вносят фазы оксида и гидрида гадолиния, температуры магнитного упорядочения которых находятся ниже 30 К, и чье присутствие было обнаружено структурными исследованиями. Не стоит также исключать возможность фазового перехода из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла, которое обусловлено разориентацией спинов на сильно деформированной поверхности частиц Gd.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-29-00025, <https://rscf.ru/project/23-29-00025/>.

## Литература

1. A. V. Svalov, A. V. Arkhipov, S. V. Andreev, et al. // Mater. Lett. 2021. V. 284. P. 128921.
2. R. Iglesias-Rey, A. Vieites-Prado, B. Argibay, et al. // J. Appl. Biomed. 2017. V. 15. P. 33–38.
3. H. Zhang, R. Gimaev, B. Kovalev, et al. // Phys. B: Condens. 2019. V. 558. P. 65–73.
4. W. Liu, E. Bykov, S. Taskaev, et al. // Appl. Mater. Today. 2022. V. 29. P. 101624.
5. L. Li, M. Yan // J. Alloys Compd. 2020. V. 823. P. 153810.
6. А. В. Свалов, И. В. Бекетов, А. Д. Максимов и др. // ФММ. 2023. Т. 124. С. 806–810.
7. S. Hémon, R. A. Cowley, R. C. C Ward, et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2000. V. 12. P. 5011–5020.
8. K. A. Gschneidner Jr., V. K. Pecharsky // Annu. Rev. Mater. Sci. 2000. V. 30. P. 387–429.

# Исследование спиновой накачки бегущими ПМСВ в микроструктурах Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si

М. Е. Селезнев<sup>1,2,\*</sup>, Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>, А. И. Стогний<sup>3</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, В. К. Сахаров<sup>1,2</sup>,  
Ю. В. Хивинцев<sup>1,2</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Г. М. Амаханов<sup>1</sup>,  
Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СФирЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зелёная, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup>СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

<sup>3</sup>ГО НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, 19, Минск, 220072

\*mixanich94@mail.ru

В работе показана возможность спиновой накачки из поликристаллической пленки ЖИГ, выращенной на подложке SiO<sub>2</sub>/Si, в пленку Pt. Показано, что при возбуждении поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в структуре Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si сигнал ЭДС  $U$ , генерируемой в Pt, обусловлен механизмом обратного спинового эффекта Холла. Это подтверждается тем, что знак генерируемой ЭДС определяется направлением внешнего магнитного поля  $H$  и не зависит от направления распространения ПМСВ.

## Введение

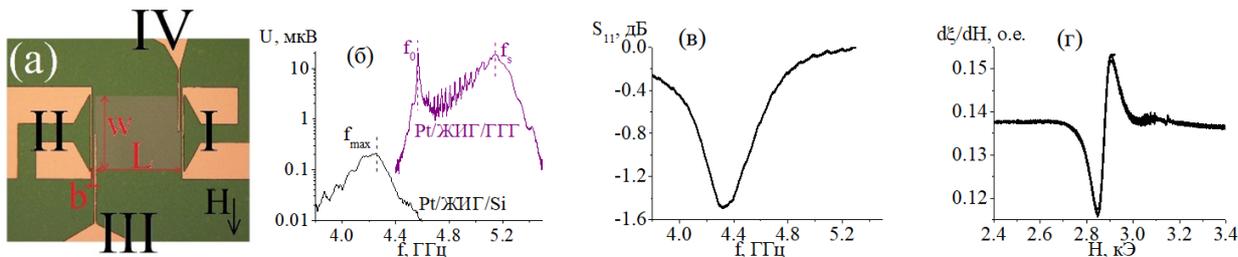
Исследование взаимных преобразований спиновых и электрических токов в структурах железиттриевый гранат (ЖИГ) – платина (Pt) представляет интерес для построения энергоэффективной элементной базы магнонной спинтроники [1]. В структурах ЖИГ/Pt преобразование спинового тока в электрический связано с действием обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [2]. Как правило, в экспериментах используются эпитаксиальные пленки ЖИГ, выращенные на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГТГ) [3]. В данной работе приведены результаты исследования спиновой накачки (генерации ЭДС  $U$ ) в микроструктуре Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si на основе поликристаллической пленки ЖИГ.

## Методика, результаты, обсуждение

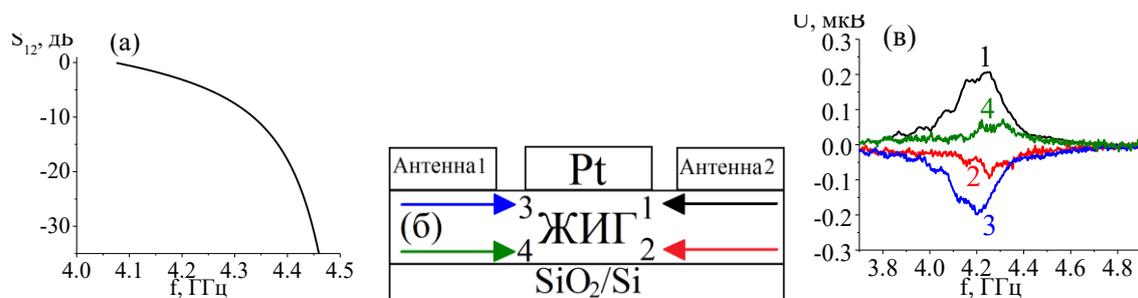
Эксперименты выполнялись с макетами типа линии задержки (ЛЗ) поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ), рис. 1, а. На поверхности пленок ЖИГ методами магнетронного напыления, фотолитографии и ионного травления изготавливались медные (Cu) индукционные антенны I и II для возбуждения и приема ПМСВ, контакты III и IV для измерения ЭДС, наводимой в Pt микрополоске длиной  $L = 230$  мкм и шириной  $w = 200$  мкм. Были изготовлены две ЛЗ с идентичной геометрией – Pt(4 нм)/ЖИГ(0,6 мкм,  $\Delta H = 56$  Э,  $4\pi M_0 \approx 1432$  Гс)/SiO<sub>2</sub>/Si на основе поликристаллической пленки ЖИГ и Pt(4 нм)/ЖИГ(8 мкм,  $\Delta H = 0,4$  Э,  $4\pi M_0 = 1750$  Гс)/ГТГ на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ. Макет ЛЗ на основе эпитакси-

альной пленки ЖИГ рассматривался в качестве тестовой структуры и использовался для сравнения эффективности спиновой накачки из поликристаллического и эпитаксиального ЖИГ в Pt (см. рис. 1, а). Образцы намагничивались в касательном к поверхности пленки ЖИГ магнитном поле  $H = 939$  Э, направленном параллельно возбуждающим антеннам I и II, что отвечало геометрии возбуждения ПМСВ (см. рис. 1, а). Измерения амплитудно- и фазочастотных характеристик коэффициентов передачи и отражения сигнала ПМСВ и генерируемой ЭДС проводились аналогично [4].

На рис. 1, б приведены частотные зависимости ЭДС, измеренные в ЛЗ на Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si и Pt/ЖИГ/ГТГ при уровне падающей мощности  $P_{in} = 10$  дБм и  $H = 939$  Э. Из рисунка можно видеть, что для структуры Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si диапазон частот, на котором сигнал  $U$  можно выделить на фоне шумов, оказывается сдвинут вниз по частоте на  $\Delta f \approx 600$  МГц по сравнению со структурой Pt/ЖИГ/ГТГ, что обусловлено меньшей намагниченностью насыщения ( $4\pi M_0 \approx 1432$  Гс) поликристаллической пленки ЖИГ. Кроме того, для структуры Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si сигнал  $U$  достигал максимума  $U \approx 0,22$  мкВ на частоте  $f_{max} \approx 4,25$  ГГц, тогда как для структуры на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ величина ЭДС  $U$  достигала наибольших значений  $U = 20$  и  $18,8$  мкВ на частотах  $f_0 \approx 4,568$  ГГц и  $f_s \approx 5,15$  ГГц соответственно. Отметим, что вид зависимости  $U(f)$ , полученной для структуры Pt/ЖИГ/ГТГ, наблюдался ранее [5] и соответствует распределению плотности состояний в спектре ПМСВ [6].



**Рис. 1.** Микрофотография структуры Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si (а): цифрами I и II отмечены антенны для возбуждения и приема ПМСВ, III и IV контакты для измерения ЭДС  $U$ , наводимой в Pt-микрополоске длиной  $L = 230$  мкм и шириной  $w = 200$  мкм,  $b$  – расстояние между антенной и краем Pt;  $b$  – частотные зависимости ЭДС  $U$ , измеренные при  $P_{in} = 10$  дБм и  $H = 939$  Э в ЛЗ Pt/ЖИГ/ГТГ и Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si; в – частотная зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$ , измеренная в ЛЗ Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si; г – измерение ферромагнитного резонанса – зависимость  $d\xi/dH$  – производной коэффициента поглощения  $\xi$  по полю  $H$  – от магнитного поля  $H$



**Рис. 2.** Рассчитанная частотная зависимость потерь  $S_{12}$  ПМСВ в пленке ЖИГ (а) на расстоянии 7 мкм; б – схематичное изображение 4-х случаев распространения ПМСВ; в – частотные зависимости ЭДС, измеренные при  $P_{in} = 10$  дБм и  $H = 939$  Э в ЛЗ Pt/ЖИГ/Si для случаев 1–4, отмеченных на рис. 2, б

Для объяснения наблюдаемого характера зависимости  $U(f)$  для структуры Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si обратимся к рис. 1, в, на котором представлена частотная зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$ , измеренная при  $P_{in} = -10$  дБм и  $H = 939$  Э. Можно видеть, что минимум зависимости  $S_{11}(f)$  приходится на частоту  $f \approx 4,3$  ГГц, что близко к значению  $f_{max}$ . Это показывает, что изготовленные антенны наиболее эффективно возбуждают ПМСВ на частотах, близких к 4,3 ГГц. Однако на частоте  $f = 4,4$  ГГц значение  $S_{11}$  изменяется только на  $\approx 0,08$  дБ, в то время как сигнал  $U$  уменьшается в  $\approx 5$  раз по отношению к величине  $U$  на частоте  $f = 4,3$  ГГц. Отметим, что в эксперименте не удалось наблюдать сигнал прохождения ПМСВ на расстоянии между антеннами.

На основе значений ширины линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H = 56$  Э и  $4\pi M_0 \approx 1432$  Гс пленки ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si (рис. 1, в) был проведен расчет потерь ПМСВ  $S_{12}$  (рис. 2, а) для расстояния 7 мкм, соответствующего расстоянию  $b$  между антенной и краем Pt микрополоски (см. рис. 1, а). Из рис. 2, а можно видеть, что на частотах  $f > 4,3$  ГГц потери составляют более 50% по мощности, т. е. большая часть мощности ПМСВ рассеивается непосредственно в пленке ЖИГ, не достигая микрополоски Pt. Это приводит к падению величины сигнала  $U$  на частотах  $f > 4,3$  ГГц.

Для того, чтобы показать, что механизм наведения ЭДС  $U$  в Pt-микрополоске при спиновой накачке бегущими ПМСВ связан с ОСЭХ, была исследована зависимость знака ЭДС от направлений распространения ПМСВ и поля подмагничивания  $H$ . Расположение стрелок на рис. 2, б показывает, какой антенной возбуждалось ПМСВ и к какой поверхности (Pt/ЖИГ или ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si) волна прижималась при распространении. Считаем направление  $H$ , указанное на рис. 1, а, как  $H^+$ , а противоположное как  $H^-$ . На рис. 2, в представлены частотные зависимости  $U$  для случаев 1–4, указанных на рис. 2, б. Из рисунка можно видеть, что знак  $U$  является положительным для случаев 1 и 4, которые отвечают направлению  $H^+$ ,

в то время как для случаев 2 и 3, которые отвечают направлению  $H^-$ , знак ЭДС отрицательный. Это говорит о том, что знак ЭДС, наводимой в Pt-микрополоске, определяется направлением внешнего магнитного поля и не зависит от направления распространения волны, что соответствует механизму ОСЭХ.

## Выводы

Показана возможность детектирования спиновой накачки из поликристаллической пленки ЖИГ в пленку Pt за счет обратного спинового эффекта Холла в структуре Pt/ЖИГ/SiO<sub>2</sub>/Si. Несмотря на то, что эффективность спиновой накачки в структуре на основе поликристаллической пленки ЖИГ более чем на два порядка хуже по сравнению со структурой на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ, такие структуры могут представлять определенный интерес для разработки устройств магнойной спинтроники на неориентирующихся подложках.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания.

## Литература

1. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga et al. // Nature physics. В. **11**, 453 (2015).
2. C. Hahn, O. Klein, V. V. Naletov, et al. // Physical Review B. **87**, 174417 (2013).
3. T. Su, S. Ning, E. Cho, et al. // Physical Review Materials. В. **5**, 094403 (2021).
4. М. Е. Селезнев, Ю. В. Никулин, Ю. В. Хивинцев и др. // Известия ВУЗов ПНД. В. **31**, 225 (2023).
5. М. Е. Seleznev, Y. V. Nikulin, V. K. Sakharov, et al. // IEEE. В. **1**, 32 (2022).
6. R. W. Damon, J. R. Eshbach // Journal of Physics and Chemistry of solids. В. **19**, 308 (1961).

# Эффект широкополосного выпрямления в спин-трансферных диодах

П. Н. Скирдков<sup>1,2,\*</sup>, Г. А. Кичин<sup>1</sup>, К. А. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новые Спинтронные Технологии, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

\*petr.skirdkov@gmail.com

В этой работе мы сообщаем о новом типе нерезонансного механизма широкополосного ВЧ-выпрямления в СТД с плоскостной конфигурацией намагниченности свободного слоя, наблюдаемом в отсутствие внешнего внеплоскостного магнитного поля. Используя метод СТ-ФМР, мы показываем, что отклик демонстрирует ВЧ-выпрямление в очень широком диапазоне частот, достигающем рекордных 6 ГГц. Мы сравниваем экспериментальные результаты с микромагнитными расчетами и теоретическим анализом, чтобы объяснить результаты и выявить роль повернутого в плоскости магнитного поля и неоднородности свободного слоя. Наша работа прокладывает путь к повышению энергоэффективности приложений беспроводного сбора микроволновой энергии.

## Введение

Спин-трансферные диоды (СТД), образованные магнитными туннельными переходами (МТП), состоящими из свободного ферромагнитного слоя и закрепленного ферромагнитного слоя, разделенных диэлектрическим туннельным барьером, после многочисленных конструктивных усовершенствований уже превосходят существующие полупроводниковые технологии по нескольким ключевым параметрам. Выпрямление переменного сигнала в СТД происходит за счет колебаний намагниченности свободного слоя (и соответствующих изменений сопротивления), вызванных эффектом переноса спина при инжекции радиочастотного тока. В этом случае на границе структуры возникает постоянная компонента напряжения. Это явление впервые наблюдали Тулапуркар и др. [1]. Хотя чувствительность детектирования в этой первой работе [1] (около 1,4 мВ/мВт) была более чем на три порядка ниже, чем в случае полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки, последние работы продемонстрировали более чем конкурентные характеристики с чувствительностью более 4500 мВ/мВт [2] без тока смещения и более 200 000 мВ/мВт с током смещения [3].

Все вышеперечисленные СТД работают в резонансном режиме и способны эффективно выпрямлять входной ВЧ-ток только вблизи резонансной частоты порядка одного-нескольких гигагерц. Недавно теоретически был предложен новый тип широкополосного выпрямления [4]. Выпрямленное напряжение наблюдалось в очень широком диапазоне частот и не носило резонансного характера. Необходимым условием для этого является значительная внеплоскостная составляющая намагниченности, которую первоначально предлагалось создавать с помощью приложения перпендикулярного магнитного поля [4]. Однако недавние результаты показали, что можно создать перпендикулярную компоненту намагниченности и, следовательно, добиться широкополосного выпрямления за счет использования поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) [5–7]. На сегодняшний день, благодаря точной оптимизации параметров ПМА свободного уровня, максимальная полоса пропускания широкополосного выпрямления СТД составила 3 ГГц [7]. Хотя упомянутые результа-

ты по широкополосному выпрямлению весьма перспективны с прикладной точки зрения, необходимость точной подстройки величины ПМА увеличивает техническую сложность их реализации.

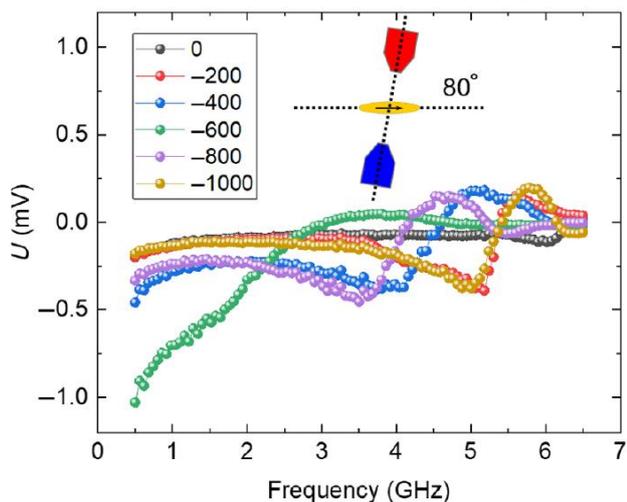
## Результаты

Был рассмотрен [8] магнитный туннельный переход (МТП) следующей структуры (снизу вверх): Ta(3 нм) /PtMn(15 нм) /Co70Fe30(2,5 нм) /Ru(0,85 нм) /Co60Fe20B20(2,9 нм) /Co70Fe30(0,4 нм) /MgO(1 нм) /Co70Fe30(0,4 нм) /Co60Fe20B20(1,6 нм) /Ta(5 нм) /Ru(7 нм). Стек МТП имеет эллиптическую форму с размерами осей 250 × 50 нм. Образец был отожжен при температуре 360 °С в магнитном поле напряженностью 1 Тл в течение 1 часа.

Для исследования возможности широкополосного выпрямления в образце с плоскостным намагничиванием образец помещался в плоскостное магнитное поле. Выпрямленное напряжение для различных ориентаций поля измеряется методом СТ-ФМР. Выпрямленное постоянное напряжение регистрировалось с помощью высокоточного источника-измерителя NI 4137. В качестве ВЧ-источника использовался генератор Keysight 5173B. Мощность радиочастотного сигнала составляла 0,1 мВт (–10 дБм). Выпрямленные сигнал постоянного тока и радиочастотные сигналы разделялись с помощью тройника смещения (Mini-Circuits ZFBT-6GW). Нижний контакт МТП был заземлен. Вращение внешнего плоскостного поля осуществлялось с помощью электромагнита, расположенного на вращающейся платформе, управляемой ПК. Эксперимент проводился при комнатной температуре.

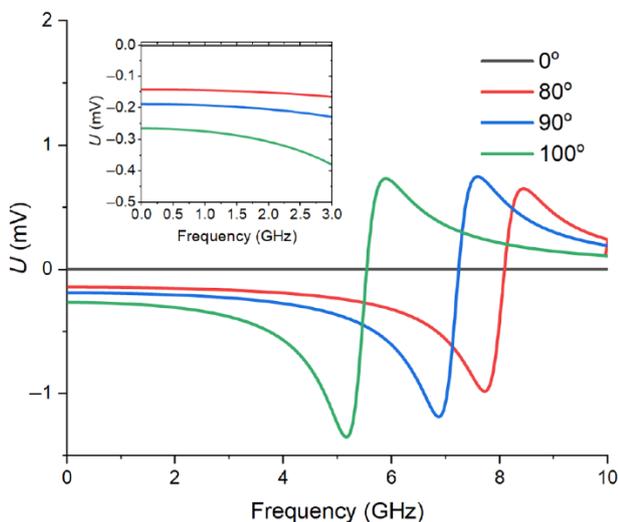
В результате был обнаружен альтернативный эффект широкополосного выпрямления, механизм которого основан на возникновении плоскостного угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора. Результаты эксперимента показывают, что внешнее плоскостное магнитное поле, ориентированное под некоторым углом к легкой оси свободного слоя МТП, значительно улучшает выходное выпрямленное напряжение. Измерения ферромагнитного резонанса демонстрируют сильное увеличение выпрямленного постоянного напряжения в широком

диапазоне частот, от долей гигагерц до рекордных 6 ГГц, что намного больше, чем сообщалось ранее.



**Рис. 1.** Выпрямленное напряжение для случая магнитного поля, прикладываемого под углом  $80^\circ$  к направлению поляризатора. На рисунке представлен набор спектров для различных значений поля от  $-1000$  до  $0$  Э

Для теоретического описания исследуемой системы была построена аналитическая модель в приближении макроспина. В результате ее анализа было продемонстрировано, что наличие ненулевого угла между свободным слоем и поляризатором приводит к появлению аналогичного экспериментально широкополосного выпрямления, что подтверждает магнитную природу наблюдаемого эффекта, т. к. иные возможные его источники ( $1/f$  шум и различные электрические эффекты) не были учтены в модели.



**Рис. 2.** Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная на основе аналитического решения для случаев углов поля  $0^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $100^\circ$ . На вставке показан диапазон частот от 0 до 3 ГГц с увеличением

Для проверки результатов макроспиновой модели мы провели микромагнитное моделирование рассматриваемой системы. Моделирование показывает, что амплитуда колебаний поляризатора составляет около 5–6% от динамики амплитуды намагниченности свободного слоя, поэтому основной эффект оказывает динамика свободного слоя. Этот факт еще раз подтверждает корректность построенной модели макроспина. Микромагнитное моделирование показывает, что результирующее напряжение отлично от нуля в области от нуля до резонансной частоты ФМР. Существование выпрямленного напряжения, сравнимого как экспериментально, так и аналитически с макроспиновой моделью в аналогичном диапазоне частот, доказывает наше объяснение механизма описанной широкополосной моды. Поскольку наше микромагнитное моделирование не учитывает шумы и особенности измерительного устройства, результаты моделирования также доказывают магнитную природу наблюдаемого эффекта, который, однако, может быть дополнен эффектом электрического шума  $1/f$  на низких частотах.

## Выводы

В данной работе сообщается об альтернативном эффекте широкополосного выпрямления в МТП [8], механизм которого основан на возникновении плоскостного угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора. Экспериментально было продемонстрировано наличие выпрямленного постоянного напряжения в широком диапазоне частот – от долей гигагерц до рекордных 6 ГГц, что значительно больше, чем сообщалось ранее. Кроме того, мы представляем аналитическую макроспиновую модель и микромагнитное моделирование, которые дают представление о динамике намагниченности системы, раскрывают роль повернутого под углом магнитного поля и доказывают магнитную природу сообщаемого эффекта. Наша работа прокладывает путь к повышению энергоэффективности беспроводных приложений по сбору микроволновой энергии.

## Литература

1. A. A. Tulapurkar et al. // Nature. 438 (2005) 339–342.
2. A. Buzdakov, P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin // Phys. Rev. Appl., 15 (2021) 054047.
3. L. Zhang et al. // Appl. Phys. Lett. 113 (2018) 102401.
4. O. Prokopenko et al. // J. Appl. Phys. 111 (2012) 123904.
5. B. Fang et al. // Phys. Rev. Appl. 11 (2019) 014022.
6. M. Tarequzzaman et al. // Appl. Phys. Lett. 112 (2018) 252401.
7. L. Zhang et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 11 (2019) 29382.
8. G. A. Kichin, P. N. Skirdkov, and K. A. Zvezdin // Phys. Rev. Appl. 20 (2023) 044078.

# Статические и динамические свойства вихревых наноконтактов

И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1,\*</sup>, М. В. Сапожников<sup>1</sup>, А. А. Фраерман<sup>1</sup>,  
И. А. Федотов<sup>1</sup>, Г. А. Кичин<sup>2</sup>, К. А. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Сколково, Москва

\*evgeny@ipmras.ru

В работе предложен новый метод создания туннельных магниторезистивных (ТМР) контактов CoFeB/MgO/CoFeB с вихревой конфигурацией намагниченности свободного слоя. ТМР-контакты изготовлены методами электронной литографии и имеют латеральные размеры ~700 нм. Достигнутая величина ТМР-эффекта составляет 80–200% для разных образцов. Благодаря низкой коэрцитивности кривая магнетосопротивления имеет линейный участок без магнитного гистерезиса, соответствующий сдвигу вихря из центрального положения. Данные образцы ТМР-контактов проявляют спин-трансферные диодные свойства – в них наблюдается выпрямление высокочастотных сигналов на вихревых конфигурациях намагниченности.

## Введение

Возможность реализации вихревого распределения намагниченности в магнитных наночастицах была экспериментально продемонстрирована в конце 90-х [1]. Особенностью вихревого состояния является его линейный магнитный отклик на внешнее магнитное поле, а также низкая частота основной (гиротропной) моды колебаний намагниченности, которая, кроме того, зависит от размера магнитной частицы и легко может быть изменена. Одно из перспективных направлений практического использования магнитных вихревых состояний связано с созданием туннельных магнитных контактов с вихревым распределением намагниченности.

Магнитные туннельные контакты представляют собой многослойную структуру, состоящую из ультратонкого изолирующего слоя (служащего туннельным барьером), расположенного между двумя ферромагнитными (ФМ) слоями. Один из слоев ФМ имеет фиксированную магнитную ориентацию и называется референсным слоем (РС), а другой слой ФМ называется свободным слоем (СС) и имеет магнитную ориентацию, которая может быть как параллельной, так и антипараллельной РС. Разница сопротивления туннельного контакта в этих двух состояниях может достигать 600% в случае барьера MgO. В вихревых туннельных контактах СС имеет вихревое магнитное состояние, а РС намагничен однородно, а изменение сопротивления системы происходит при смещении магнитного вихря из равновесного положения в центре СС. Необходимым условием успешной реализации работы данных устройств является одновременная реализация низкокоэрцитивного вихревого состояния свободного слоя и сильного ТМР-эффекта в одном ТМР-контакте. Технологически такие контакты изготавливаются путем магнетронного напыления с последующим отжигом при температуре ~ 300 °С. Отжиг служит для того, чтобы изначально аморфные слои CoFeB кристаллизовались от изначально текстурированного слоя MgO. Поликристаллическая текстурированность слоя CoFeB повышает коэрцитивность магнитного слоя, это приводит к тому, что магнитный вихрь либо не реализуется в процессе перемагничивания, либо ядро вихря оказывается сильно запинингованным на случайных центрах пининга. В обоих этих случаях ТМР-контакт теряет

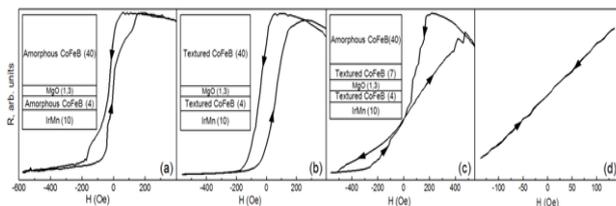
преимущества, связанные с вихревым распределением намагниченности, а именно с его линейным безгистерезисным откликом. Обычно эта дилемма решается тем, что свободный слой изготавливается композитным из трех материалов, например CoFeB/Ru/NiFe. Промежуточный тонкий (~1 нм) слой немагнитного металла отделяет текстурированный слой CoFeB от второго магнитного низкокоэрцитивного слоя, в котором и реализуется магнитный вихрь. Именно по такой технологии изготовлены вихревые ТМР-контакты в процитированных выше работах.

В нашей работе мы использовали альтернативный оригинальный способ получения вихревых ТМР-контактов, не связанный с использованием слоев дополнительных материалов. А также продемонстрировали наличие спин-трансферного диодного эффекта в полученных структурах.

## Результаты

Основой для изготовления вихревых ТМР-элементов послужили многослойные наноструктуры с функциональными слоями IrMn(10)/CoFeB<sup>T</sup>(3–5)/MgO(1–1,5)/CoFeB<sup>T</sup>(5–7)/CoFeB<sup>A</sup>(40–50). Толщины указаны в нанометрах. Индексы «Т» и «А» означают «аморфный» и «текстурированный» соответственно. Слой антиферромагнетика IrMn служит для закрепления намагниченности нижнего магнитного слоя путем обменного смещения; функциональный верхний магнитный слой имеет композитную структуру из нижнего текстурированного тонкого подслоя, который обеспечивает эффективную спиновую фильтрацию протекающего тока и высокие значения ТМР-эффекта (до 100–200% в наших образцах) и верхнего толстого аморфного слоя, благодаря которому в ТМР-контакте образуется слабо пинингованное вихревое распределение намагниченности. Для формирования обменного сдвига необходимо напыление в магнитном поле, а для текстурирования слоев CoFeB необходим отжиг при температуре 300 °С. Поэтому формирование структуры проводится в два этапа. Сперва в магнетронной установке напылялся тонкий верхний слой CoFeB и прикрывался слоем Pt. Затем в отдельной камере проводился отжиг для текстурирования слоев CoFeB, после которого образец возвращался в магнетронную установку, защитный слой Pt удалялся методом ионного травления, после которого на по-

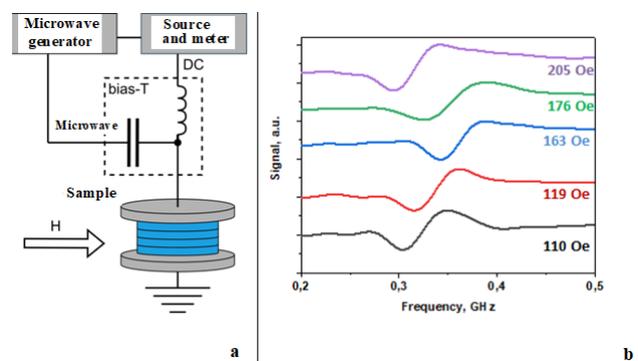
верхность текстурированного слоя  $\text{CoFeV}^T$  допылялось еще 40 нм аморфного  $\text{CoFeV}$ . В принципе, верхний магнитный слой может быть допылен из любого низкокоэрцитивного магнитного материала, например  $\text{NiFe}$ . Преимуществом аморфного  $\text{CoFeV}$  является то, что он обладает низкой коэрцитивностью и низким коэффициентом затухания ферромагнитного резонанса, сравнимым с  $\text{NiFe}$ , но обладает более высоким значением намагниченности, что облегчает формирование вихревого распределения. Функциональные слои напылялись на подложки  $\text{Si/SiO}_2$  прикрытые подслоями  $\text{Pt}$  и  $\text{Ta}$ , которые одновременно служили нижними контактными слоями при формировании туннельных контактов. Туннельные контакты изготавливались методами безмасочной оптической литографии из описанных выше многослойных структур.



**Рис. 1.** Кривые магнитосопротивления цепочек ТМР-контактов с разной структурой слоев. На вставках схематически указаны соответствующие структуры: *a* – ТМР-контакт с обоими аморфными магнитными слоями (до отжига), величина ТМР-эффекта 10%; *b* – те же ТМР-контакты после отжига с обоими текстурированными магнитными слоями, величина ТМР-эффекта 100%; *c* – контакт с композитным свободным слоем, величина ТМР-эффекта 100%; *d* – линейный безгистерезисный участок кривой, представленной на рисунке *c*

В полученных образцах исследовался спин-трансферный диодный эффект, который заключается в возникновении постоянного напряжения при пропускании СВЧ-тока через ТМР-контакт. Такой эффект выпрямления наблюдается в ТМР-контактах и связан с резонансным возбуждением гиротропных осцилляций магнитного вихря за счет протекающего переменного спин-поляризованного тока. Колебания положения вихря приводят к осцилляциям сопротивления всей структуры в целом, причем это происходит на той же частоте, что и частота СВЧ-тока. В результате возникает квадратичная нелинейность, приводящая к возникновению постоянной разности потенциалов на контактах. Амплитуда осцилляций сопротивления, а также величина постоянного напряжения пропорциональна амплитуде гиротропных осцилляций вихря и резонансным образом зависит от частоты переменного тока. Зависимости выпрямленного напряжения от частоты для различных значений приложенного магнитного поля приведены на рис. 2, *b*. Форма спектров выпрямления и значения

резонансных частот указывают на то, что в образцах наблюдается вихревая магнитная конфигурация свободного слоя. Подобное поведение согласуется с теоретической моделью, представленной в статье. В эксперименте наблюдается, что для поля 110 Э резонансное выпрямление происходит на частоте 305 МГц. При увеличении величины поля происходит сдвиг резонанса в сторону более высоких частот, и при значении поля в 162 Э резонансное выпрямление наблюдается уже на частоте 345 МГц. Далее происходит сдвиг резонанса обратно в сторону низких частот. При поле в 205 Э резонансная частота составляет 295 МГц. Максимальная величина выпрямленного напряжения составляет 5 мВ, при мощности СВЧ-накачки 1,6 мВт (2 дБм). Значения резонансной частоты и ее зависимость от приложенного магнитного поля (рис. 2, *c*) также характерны для гиротропных осцилляций магнитного вихря.



**Рис. 2.** Схема эксперимента для изучения спин-трансферного диодного эффекта в ТМР-контактах (*a*); *b* – зависимость величины выпрямленного постоянного напряжения на ТМР-контакте от частоты переменного тока

## Выводы

Таким образом, в работе предложен оригинальный способ создания ТМР-контактов на основе  $\text{CoFeV/MgO/CoFeV}$  структуры с вихревым распределением намагниченности в свободном слое. Полученные ТМР-контакты демонстрируют магнетосопротивление величиной в 200% и демонстрируют линейный безгистерезисный отклик на внешнее магнитное поле. Продемонстрирована возможность использования полученных ТМР-контактов в качестве спиновых диодов.

## Финансирование

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-72-10176.

## Литература

R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker. Single-Domain Circular Nanomagnets // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 1042.

# Расчет распределения холловского отклика в ферромагнитных пленках с сильной одноосной анизотропией

М. В. Степушкин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190  
sokroweheu@yandex.ru

Проведено численное моделирование аномального эффекта Холла в тонкопленочных структурах с сильной перпендикулярной магнитной анизотропией. Найдена зависимость холловского отклика от положения одиночного домена внутри измерительной ячейки – холловского креста. Определены поправки, связанные с неидеальностью структуры – скругленными углами креста. Рассчитан обусловленный аномальным эффектом Холла вклад в холловский отклик скирмиона.

## Введение

Разработка устройств спинтроники и трековой памяти, а также исследования транспорта электронов в тонких пленках с сильной перпендикулярной магнитной анизотропией, требуют возможности определения наличия и размера магнитного домена в заданной области. Одним из самых простых способов достижения этого является использование аномального эффекта Холла самой пленки. Для этого в ней формируется структура холловского креста, через которую пропускается ток. Вследствие аномального эффекта Холла это приводит к возникновению на потенциальных контактах напряжения, зависящего от намагниченности пленки.

Если пленка намагничена до насыщения и не содержит доменов, величина эффекта Холла равна максимальной,  $U_{MAX}$ . Появление в ней домена приводит к уменьшению общей намагниченности и соответственно уменьшению холловского напряжения на величину  $\Delta U$ . Представляется очевидным, что это изменение будет тем больше, чем больше площадь домена  $S$  по отношению к площади рабочей области  $S_0$  (пересечения токовых и потенциальных контактов) и обладает зависимостью от положения относительно креста. Это можно записать следующим образом:

$$\Delta U = 2U_{MAX} \cdot F_{HR}(x, y) \frac{S}{S_0},$$

где  $F_{HR}$  – функция холловского отклика. Экспериментально она может быть найдена путем формирования в различных точках образца доменов и измерения, вызванного этим эффекта Холла:

$$F_{HR}(x, y) = \frac{\Delta U / 2 U_{MAX}}{S / S_0}.$$

Подобная задача теоретически и экспериментально исследовалась ранее в работе [1], однако представленные там результаты не позволяют оценить ряд важных параметров. В работе [2] получены данные для нескольких точек, расположенных в середине токового проводника на разном удалении от центра креста. В [3] рассмотрен частный случай перемагничивания за счет движения плоской границы домена.

Целью данной работы является теоретический расчет распределения значения этой функции по площади холловского креста.

## Модель

Моделирование проводилось методом конечных элементов. Плоскость образца была разбита на квадратную сетку, для каждой ячейки которой применялись закон Ома и непрерывности токов. Проводимость каждой ячейки определяется тензором

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \sigma_{AH} \\ -\sigma_{AH} & \sigma_0 \end{pmatrix}.$$

Величина продольной проводимости  $\sigma_0$  указывает, является ли ячейка проводящей или изолирующей, а холловской проводимости  $\sigma_{AH}$  – намагниченной или нет.

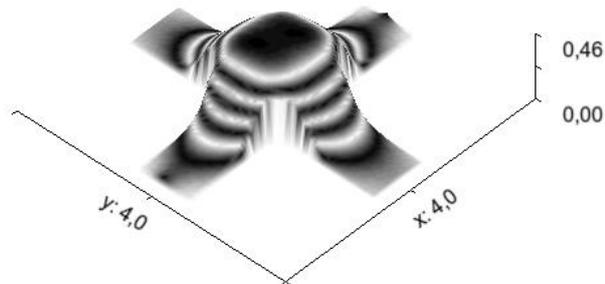
Расчеты показывают, что при «создании домена» вблизи от изолирующей области, устойчивость модели нарушается, что приводит к некорректным результатам. Чтобы обойти это ограничение, по периметру изолирующей области был введен слой из трех проводящих, но немагнитных ячеек.

Пространственное распределение функции отклика определяется путем перемагничивания каждой точки образца (изменение знака  $\sigma_{AH}$  ячейки) с последующим расчетом изменения эффекта Холла. То есть имитируется ситуация, когда в заданной точке образца создавался «идеальный» домен (со стенкой нулевой толщины). Полученная зависимость изображена на рис. 1, а ее профиль вдоль середины токовых (левого и правого) контактов – на рис. 2, верхняя кривая.

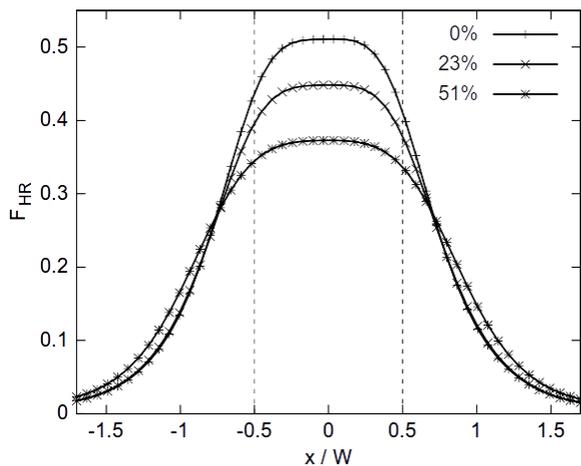
При изготовлении реальных образцов не всегда возможно обеспечить идеальную форму креста. В частности, углы будут иметь тот или иной радиус скругления, что также оказывает влияние на профиль холловского отклика. Расчет для моделей с разными отношениями радиуса скругления  $R$  к ширине контактов  $W$  позволил получить приблизительную зависимость отклика в центре креста  $F_0$  от их отношения:

$$F_0 = F_{HR}(0,0) = 0,51 - 0,27(R/W).$$

Стоит отметить, что одновременно с уменьшением  $F_{HR}$  в центре креста, за его пределами отклик может даже увеличиваться с увеличением радиуса скругления. Для примера на рис. 2 приведены профили вдоль середины токовых контактов для различных радиусов скруглений.



**Рис. 1.** Зависимость холловского отклика от расположения точечного домена. Размер сетки  $156 \times 156$  ячеек, ширина канала 39 ячеек, немагнитная область 3 ячейки



**Рис. 2.** Профили холловского отклика вдоль середины токовых контактов для отношений радиуса скругления к ширине канала, равных 0%, 23% и 51%

До сих пор рассматривались «идеальные» домены, то есть с размером значительно меньшим характерных размеров холловского креста и нулевой шириной доменной стенки. Другим предельным случаем является скирмион, в котором намагниченность непрерывно разворачивается от одной стороны домена до другой. Зависимость такого разворота приведена, например, в работе [4]. Для расчета эффекта Холла, обусловленного нахождением скирмиона в заданной точке, было проведено интегрирование вклада точек пленки по всей ее плоскости. Результирующий холловский отклик составил

$$F_{HR}^{sk} \approx F_{HR} \cdot \frac{1,66\pi r^2}{S},$$

где  $r$  – радиус скирмиона, измеренный по половине высоты (по уровню нулевой абсолютной намагниченности),  $S$  – площадь скирмиона.

Таким образом, можно сказать, что эффект Холла от скирмиона в 1,66 раз больше, чем от цилиндрического домена того же диаметра. Или что эффективный радиус скирмиона в 1,3 раза больше, чем измеренный по половине высоты.

При моделировании скирмиона было сделано предположение об аддитивности вклада отдельных ячеек. Для его проверки был проведен ряд симуляций, как по созданию доменов с разной формой и профилем намагниченности, так и по предварительному намагничиванию образца по различным шаблонам с последующим построением функции отклика. Ни в одном случае разницы, выходящей за пределы точности моделирования, обнаружено не было.

Стоит отметить, что в реальных магнитных доменах соотношение размера стенки к размеру самого домена может варьироваться [5]. Поэтому и отклик от скирмиона, находящегося в центре креста, может различаться и составлять от 0,51 до 0,85.

### Заключение

Результаты численного моделирования показывают, что вклад рабочей области креста в измеряемый эффект Холла составляет приблизительно 40–50%. Остальная часть приходится на прилегающие к нему области потенциальных и токовых контактов. Величина отклика определяется формой креста и магнитным профилем домена. Полученные результаты позволяют оценить сигнал, детектируемый при прохождении единичного домена через холловский крест, в зависимости от размеров и положения домена.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

### Литература

1. В. С. Webb, S. Schultz // IEEE Trans. Magn. V. 24, no. 6. 1988. DOI: 10.1109/20.92316.
2. M. Alexandrou, P. W. Nutter, M. Delalande, et al. // J. Appl. Phys. 2010. 108. 043920. doi:10.1063/1.3475485.
3. Seong-Hyub Lee, Yune-Seok Nam, Myeonghoe Kim et al. // Curr. Appl. Phys. 2022. 41. P. 178–182. <https://doi.org/10.1016/j.cap.2022.07.005>.
4. X. S. Wang, H. Y. Yuan, and X. R. Wang // Commun. Phys. 1, 31 (2018). 2399–3650. DOI: 10.1038/s42005-018-0029-0.
5. F. Büttner, I. Lemesch, G. S. D. Beach // Sci. Rep. 2018. V. 8. DOI:10.1038/s41598-018-22242-8.

# Нагрев суперпарамагнитных порошков в режиме ферромагнитного резонанса

С. В. Столяр<sup>1,2,\*</sup>, О. А. Ли<sup>1,2</sup>, Н. М. Боев<sup>2,3</sup>, Е. Д. Николаева<sup>1</sup>, А. М. Воротинов<sup>3</sup>, Д. А. Великанов<sup>3</sup>, Р. С. Исхаков<sup>3</sup>, А. О. Шохрина<sup>1</sup>, Ю. Л. Райхер<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041

<sup>3</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

<sup>4</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН, ул. Казад. Королева, 1, Пермь, 614013

\*stol@iph.krasn.ru

В работе исследованы частотно-полевые зависимости ферромагнитного резонанса и кинетические кривые нагрева  $\Delta T(t)$  на частоте  $f = 8,9$  ГГц суперпарамагнитных порошков феррита никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ .

## Введение

Ферромагнитный резонанс (ФМР) в порошковых системах приводит к их нагреву ( $\Delta T \sim 10$  К), что может быть использовано в различных приложениях [1, 2]. Резонансные свойства суперпарамагнитных наночастиц изучались в теоретических работах [3, 4]. В данной работе исследованы частотно-полевые зависимости ФМР и кинетические кривые нагрева  $\Delta T(t)$  на частоте  $f = 8,9$  ГГц суперпарамагнитных порошков феррита никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ .

## Результаты

Порошки  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  были получены методом химического осаждения. Для стабилизации наночастиц при осаждении в растворы солей металлов добавлен додецилсульфат натрия SDS (sodium dodecyl sulfate).

На рис. 1 представлены зависимости магнитной проницаемости  $\mu$  при различных значениях внешнего поля  $H$  от частоты. Действительная часть проницаемости обращается в 0 при значении частоты СВЧ, равной резонансной. Мнимая часть имеет максимум при частоте, равной резонансной. Зависимость резонансной частоты от  $H$ , определяемой по мнимой части проницаемости, приведена на рис. 2. Аппроксимация линейной функцией  $f(H) = f_0 + (\gamma H)/2\pi$  позволяет оценить величину щели на частотно-полевой зависимости  $f_0$ , а также величину гиромангнитного отношения  $\gamma$ . Для рассматриваемых порошков частотно-полевая зависимость хорошо аппроксимируется прямой, проходящей через начало координат:  $2\pi f = \gamma H_{eff} = \gamma H$ ,  $H$  – внешнее поле, где  $f_0 = 0$ ,  $\gamma \approx 1,8 \cdot 10^7$  Гц/Э. При малых частотах происходит отклонение от линейной зависимости  $2\pi f_r = \gamma H$ , которая может быть связана с увеличением параметра затухания  $\eta$ . Резонансная частота ФМР с учетом затухания определяется выражением  $f^2 = f_r^2(1 + \eta^2)$ , где  $\eta$  – параметр затухания. Экспериментально обнаруженное отклонение резонансной частоты от  $f_r$  позволило определить коэффициент затухания  $\eta$  в работе [5], где анализировалась действительная компонента магнитной проницаемости. Так как частота релаксации  $f_{rel}$  пропорциональна параметру затухания и напряженности поля  $2\pi f_{rel} = \eta \gamma H$ , то аппроксимация линейной функцией зависимости  $\eta(1/\gamma H)$  позволяет найти  $f_{rel}$ . Нами получено значение  $f_{rel} = 1,3$  ГГц [5]. На наш взгляд, при  $f_{rel}$  происходит смена режима поглощения СВЧ-энергии. При  $f > f_{rel}$  осуществляется

резонансное поглощение  $\eta \sim 0,1 \ll 1$ . При  $f < f_{rel}$  действуют релаксационные механизмы поглощения  $\eta > 1$ . На вставке рис. 2 приведена зависимость ширины кривой поглощения  $\Delta f$  от резонансной частоты, определяемой по мнимой части проницаемости. На кривой наблюдается минимум при частоте 1,3 ГГц. Таким образом, смена режима поглощения СВЧ-энергии при  $f_{rel} = 1,3$  ГГц проявилась как на частотно-полевой зависимости  $f(H)$ , так и на релаксационной зависимости  $\Delta f(f)$ .

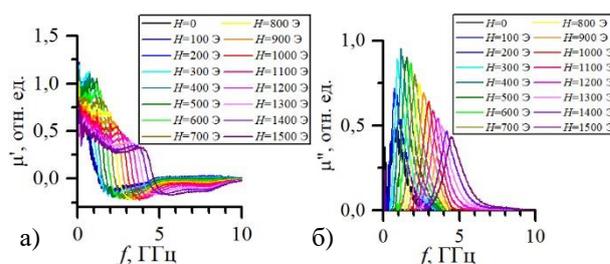


Рис. 1. Частотные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной магнитной проницаемости  $\mu$  при различных значениях  $H$

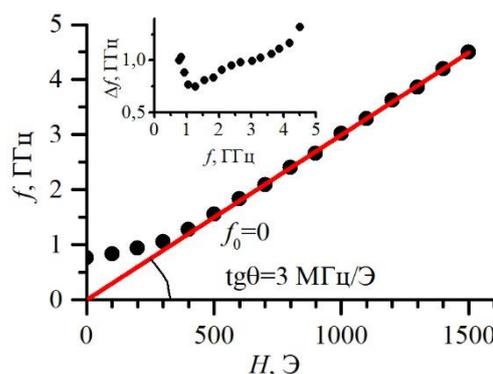
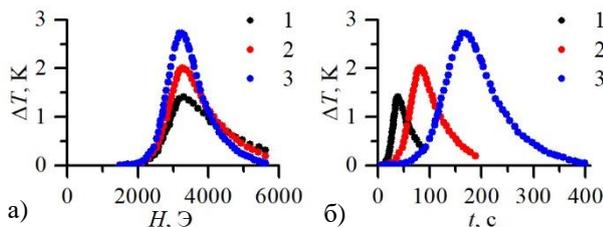


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты, определяемой по мнимой части проницаемости, от внешнего поля

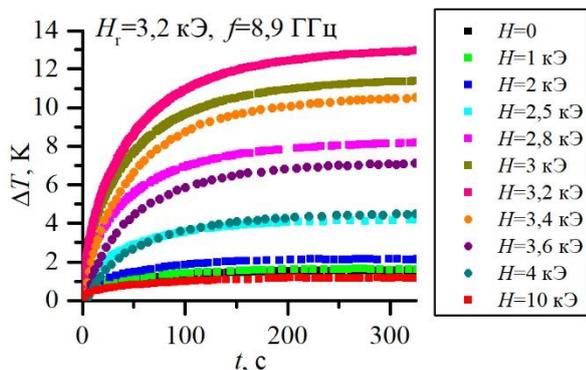
На рис. 3 приведены зависимости приращения температуры порошков от времени и напряженности магнитного поля при различных скоростях развертки магнитного поля. Ослабление интенсивности СВЧ составило 6 дБ. Зависимости демонстрируют влияние теплоотдачи на температуру частиц.

На рис. 4 показаны зависимости температуры порошков от времени  $\Delta T(t)$  при различных значениях постоянного поля  $H$  и ослаблении СВЧ 1 дБ. Резонансное поле при комнатной температуре составляло

$H_r = 3200$  Э. В начальный момент времени скорость нагрева  $\Delta T(t)$  максимальна. При увеличении  $t$  скорость нагрева уменьшается. При  $t > 300$  с наступает динамическое равновесие –  $\Delta T(t)$  выходит на насыщение. Величина нагрева в насыщении  $\Delta T_{\max}$  определяется отличием используемого магнитного поля  $H$  от  $H_r$ . При  $H = H_r$  приращение температуры порошков оказывается максимальным. На рис. 5 (точки) приведена зависимость максимальной величины нагрева  $\Delta T_{\max}(H)$  от используемого в эксперименте магнитного поля  $H$ . Как видно на рис. 5,  $\Delta T_{\max}(H)$  имеет резонансный характер.



**Рис. 3.** Зависимость температуры порошков от времени (а) и зависимости температуры от напряженности поля (б) при различной скорости развертки магнитного поля: 1 – 45 Э/с, 2 – 20 Э/с, 3 – 10 Э/с



**Рис. 4.** Зависимость приращения температуры от времени при различных значениях напряженности постоянного поля

В теоретической работе [4] приведены выражения для полевых зависимостей поглощаемой мощности СВЧ-поля дисперсного ферромагнетика  $P(H)$ . Для линейно поляризованного поля поглощаемая мощность равна [4]:

$$P = 1/2(P'(\omega) + P'(-\omega)),$$

где

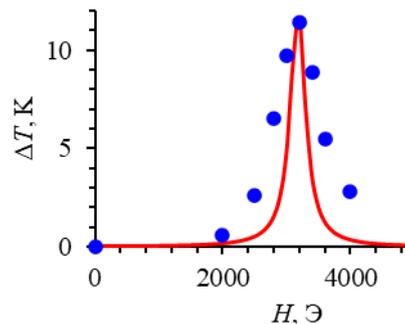
$$P' = \frac{L\eta_e\omega^2\gamma h^2 M}{(\gamma H - \omega)^2 + (\eta_e\gamma H)^2},$$

$L = cth\sigma - \sigma^{-1}$  – функция Ланжевена,  $\sigma = MVh/kT$ ,  $M$  – намагниченность частицы при 0 К,  $V$  – объем частицы,  $\eta_e = \eta \cdot (L^{-1} - \sigma^{-1})$  – эффективный параметр релаксации,  $\eta$  – параметр затухания в уравнении

Ландау – Лифшица – Гильберта,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $h$  – амплитуда переменного поля.

Предполагая, что вся поглощаемая энергия СВЧ-поля идет на нагрев порошка  $P\Delta t = c\rho\Delta T$ , где  $P$  – мощность, поглощаемая единицей объема,  $c$  – удельная теплоемкость,  $\rho$  – плотность порошка, можно сопоставить измеряемую величину  $\Delta T_{\max}$  с поглощаемой мощностью  $P$ , приведенной в [4].

На рис. 5 представлена аппроксимация зависимости  $\Delta T_{\max}(H)$  функцией  $P(H)\Delta t/c\rho$  при следующих подгоночных параметрах:  $M = 25$  Гс, диаметр частиц  $d = 6$  нм,  $h = 1$  Э,  $\eta = 0,005$  при  $\Delta t = 1$  с. Параметры  $M$  и  $d$  согласуются с результатами работы [5].



**Рис. 5.** Аппроксимация зависимости  $\Delta T_{\max}$  от поля  $H$  функцией  $P(H)$

## Выводы

В работе исследованы частотно-полевые зависимости ФМР и кинетические кривые нагрева  $\Delta T(t)$  на частоте  $f = 8,9$  ГГц суперпарамагнитных порошков феррита никеля  $NiFe_2O_4$ . Выполнена аппроксимация зависимости приращения температуры  $\Delta T_{\max}(H)$  теоретической зависимостью поглощаемой мощностью дисперсного ферромагнетика  $P(H)$  из работы [4].

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной тематики госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

## Литература

1. N. Yoshikawa, T. Kato // J. Phys. D. Appl. Phys. 2010. V. 43, no. 42. P. 425403.
2. С. В. Столяр и др. // ФММ. 2023. Т. 124. С. 182.
3. Y. L. Raikher, et al. // SOV. Phys. JETP. 1974. V. 40. P. 526.
4. R. S. Gekht, et al. // SOV. Phys. JETP. 1976. V. 43. P. 677.
5. С. В. Столяр и др. // ФТТ. 2023. Т. 65. С. 1006.

# Исследование кривых намагничивания соединений $R_2Fe_{14}B$ в сверхсильном магнитном поле

А. И. Быков<sup>1</sup>, Е. А. Бычкова<sup>1</sup>, С. В. Галанова<sup>1</sup>, П. Ю. Катенков<sup>1</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>1,4,5</sup>, А. С. Коршунов<sup>1</sup>, Н. В. Костюченко<sup>2</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,4,5</sup>, И. В. Макаров<sup>1</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,4,5</sup>, В. В. Платонов<sup>1,4,5</sup>, П. Б. Репин<sup>1</sup>, В. Д. Селемир<sup>1</sup>, И. С. Стрелков<sup>1</sup>, О. М. Сурдин<sup>1,4,5,\*</sup>, И. С. Терешина<sup>3</sup>, А. В. Филиппов<sup>1</sup>, А. К. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров, 607188

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, 141701

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 101000

<sup>4</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, 607186

<sup>5</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, 115409

\*mossom1@rambler.ru

Измерены кривые намагничивания соединений  $R_2Fe_{14}B$  ( $R = Lu, Tm$ ) в сверхсильном магнитном поле до 550 Тл при температуре жидкого гелия. Обнаружено поле, при котором, предположительно, начинает перестраиваться магнитная подсистема  $Fe_{14}$ . Регистрация намагниченности образцов осуществлялась компенсационным и индукционным методами. Источником магнитного поля служил магнитокумулятивный генератор МК-1. Образцы представляли собой поликристаллические порошки, помещенные в матрицу из эпоксидного компаунда, для исключения проводимости.

## Введение

Редкоземельные соединения  $R_2Fe_{14}B$  с высоким содержанием железа особенно перспективны с точки зрения разработки постоянных магнитов с комплексом заранее заданных характеристик. В настоящее время активно ведется поиск новых составов и изучение их магнитных свойств. Анализ кривых намагниченности во внешнем магнитном поле дает ценную информацию о магнитных параметрах данных материалов. Полный процесс намагничивания соединений с тяжелыми редкоземельными элементами можно наблюдать только в сверхсильных магнитных полях (свыше 100 Тл). Одним из немногих источников таких полей является генератор МК-1.

## Подготовка образцов и методика измерений

В работе исследовались соединения состава  $Lu_2Fe_{14}B$  и  $Tm_2Fe_{14}B$ . Для исключения диамагнитного отклика за счет индукционных токов в диапазоне с большими производными магнитного поля (10÷100 Тл/мкс) данные кристаллы измельчались в порошок и помещались в матрицу из эпоксидного компаунда. Размер зерна не превышал 0,3 мм. Измерения намагниченности проводились на взрывном полигоне РФЯЦ – ВНИИЭФ. Источником магнитного поля служил «малый» магнитокумулятивный генератор МК-1 [1] с пиковым значением магнитной индукции ~600 Тл. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат, разработанный с учетом специфики работы генератора МК-1. Для регистрации производной магнитного поля использовался набор индукционных датчиков с различной чувствительностью, что позволило измерить индукцию магнитного поля с точностью 5% во всем диапазоне магнитных полей.

Измерение намагниченности исследуемых образцов осуществлялось хорошо скомпенсированной парой индукционных катушек. Катушки имели диаметр  $d = 3$  мм, и  $N = 20$  витков со встречной намоткой по отношению к внешнему магнитному полю. Такой способ намотки позволяет значительно снизить сум-

марное электрическое напряжение между витками датчика, возникающее из-за больших скоростей изменения магнитного поля на последней стадии работы генератора. Сигнал, наводимый в компенсационных катушках, состоит из «полезной» части и сигнала раскомпенсации катушек.

## Результаты и обсуждение

Ранее при исследовании кривых намагничивания соединений  $(Nd_{0,5}Dy_{0,5})_2Fe_{14}B$  и  $Dy_2Fe_{14}B$  было обнаружено [2] неравномерное изменение намагниченности после спин-флоп перехода в полях 150÷300 Тл (рис. 1). Это может быть связано с особенностями при схлопывании магнитных подрешеток железа. Для проверки данного предположения было решено исследовать схожее соединение  $Lu_2Fe_{14}B$ , в котором редкоземельный ион лютетия не обладает локализованным магнитным моментом [3].

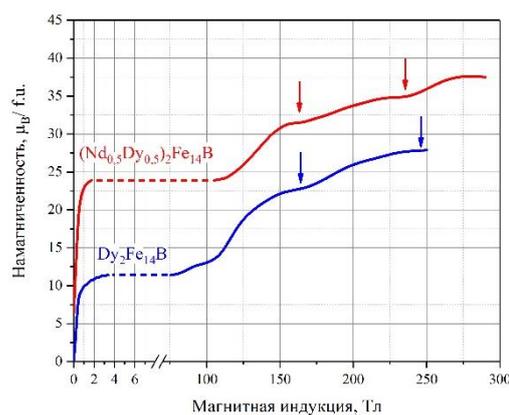
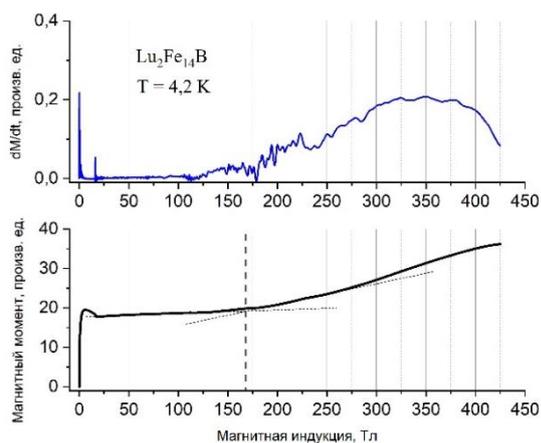
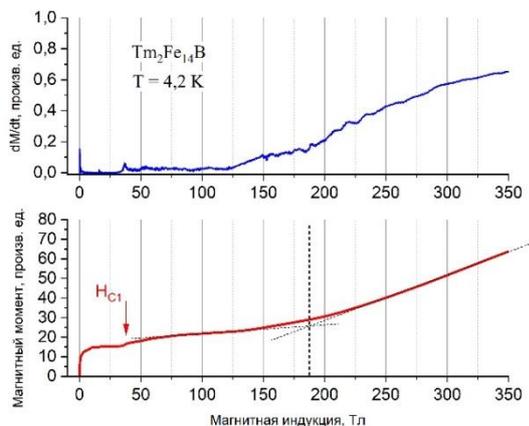


Рис. 1. Кривые намагничивания  $(Nd_{0,5}Dy_{0,5})_2Fe_{14}B$  и  $Dy_2Fe_{14}B$

Результаты измерения намагниченности  $Lu_2Fe_{14}B$  в сверхсильных магнитных полях приведены на рис. 2. Явных скачков намагниченности подсистемы  $Fe_{14}$  обнаружено не было. Железные подрешетки начали схлопываться в полях  $170 \pm 20$  Тл, что хорошо согласуется с измерениями, проведенными нами ранее для соединений группы  $R_2Fe_{14}B$  (см. рис. 1).



**Рис. 2.** Кривая намагничивания  $\text{Lu}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и зависимость производной намагниченности от магнитного поля



**Рис. 3.** Кривая намагничивания  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и зависимость производной намагниченности от магнитного поля

На рис. 3 приведены результаты измерения намагниченности соединения  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Начальная часть кривой намагничивания, связанная с ориентацией суммарного магнитного момента вдоль внешнего магнитного поля, хорошо согласуется с результатами, полученными в импульсных полях до 58 Тл [4]. В поле  $H_{C1} = 37$  Тл зарегистрировано резкое увеличение намагниченности, связанное с разворотом моментов тулия в направлении вдоль внешнего поля [5]. Данный скачок был обнаружен ранее при измерениях монокристалла  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  вдоль направления [100] в

одновитковом соленоиде [6] в поле 49 Тл. Данное расхождение можно объяснить тем, что наш образец являлся поликристаллическим. Дальнейший рост намагниченности в области 150–400 Тл связан со схлопыванием железных подрешеток.

Переходов в состояние вынужденного ферромагнетизма в исследуемых образцах  $\text{Lu}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  обнаружено не было. Необходимость вычитания фоновой составляющей из сигнала компенсационного датчика приводит к быстро увеличивающейся абсолютной погрешности измерений в области сверхсильных полей. Отметим, что это не влияет на форму кривой намагничивания.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях».

## Литература

1. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей: монография. Саров : РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2015.
2. А. И. Быков и др. Измерение намагниченности группы ферримангнетиков  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  в сверхсильном магнитном поле // Нанозлектроника: Материалы всероссийского симпозиума, Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2023. С. 311–312.
3. Е. А. Терешина, И. С. Терешина. Влияние гидрирования на магнитные и магнитоупругие свойства соединений  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  ( $\text{R} = \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Er}$  и  $\text{Lu}$ ) // Физика твердого тела. 2006. Т. 48, вып. 3.
4. N. V. Kostyuchenko, et al. Investigation of the Field-Induced Phase Transitions in the  $(\text{R},\text{R}')_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  Rare-Earth Intermetallics in Ultrahigh Magnetic Fields // IEEE Trans. Magn. 2021. V. 57, no. 2. doi: 10.1109/TMAG.2020.3014664.
5. H. Sato, et al. Rare-earth moment reduction and local magnetic anisotropy in  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  and  $\text{Tm}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 545. P. 168684. doi: 10.1016/J.JMMM.2021.168684.
6. H. Kato, D. W. Lim, M. Yamada, Y. Nakagawa, H. Aruga Katori, and T. Goto. Field-induced phase transitions in ferrimagnetic  $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  in ultra-high magnetic fields // Phys. B. Condens. Matter. 1995. V. 211, no. 1–4. P. 105–107. doi: 10.1016/0921-4526(94)00956-.

# SmCo/Fe- и SmCo/Co-гетероструктуры: микромагнитное моделирование

Т. А. Тааев<sup>1,\*</sup>, К. Ш. Хизриев<sup>1</sup>, Е. А. Караштин<sup>2</sup>, А. К. Муртазаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х. А. Амирханова ДФИЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367015

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*taaev89@mail.ru

Представлены результаты исследования магнитотвердых/магнитомягких SmCo/Fe- и SmCo/Co-гетероструктур с использованием пакета микромагнитного моделирования MuMax3. Получены петли гистерезиса и кривые перемагничивания данных структур при различной толщине слоев SmCo и Fe, а также при различном направлении внешнего магнитного поля. Приведены сравнения полученных результатов с экспериментальными данными.

## Введение

В 1991 году был предложен альтернативный вариант для увеличения максимального энергетического произведения  $(BH)_{max}$ : изготовления композитных материалов с чередующимися магнитотвердыми и магнитомягкими слоями [1]. Помимо увеличения  $(BH)_{max}$  [2] в таких гетероструктурах было открыто весьма интересное явление: обратимость кривой перемагничивания. Это явление получило название спиновая пружина [2–4].

## Модель и методика

Для исследования кривых перемагничивания магнитных гетероструктур SmCo/Fe и SmCo/Co был использован пакет микромагнитного моделирования MuMax3 [5].

Мы получили кривые перемагничивания гетероструктур SmCo/Fe и SmCo/Co при различной толщине магнитных слоев, а также при различном направлении внешнего магнитного поля.

## Результаты исследования

На рис. 1 представлены петли гистерезиса для магнитной гетероструктуры SmCo(20 нм)/Fe(20 нм), полученные в ходе эксперимента [2] и проведенного нами микромагнитного моделирования, для случая, когда внешнее магнитное поле  $H_{ext}$  приложено вдоль оси легкого намагничивания (easy axis) под углом  $177^\circ$ .

Из рисунка видно, что наши результаты очень хорошо согласуются с экспериментальными данными [2]. Значение критического поля  $H_{irr}$ , вычисленного при микромагнитном моделировании, составило 1,4 Тл.

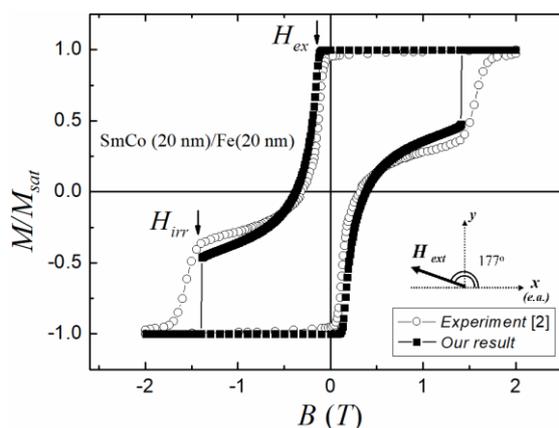


Рис. 1. Петли гистерезиса намагниченности для SmCo(20 нм)/Fe(20 нм)-гетероструктуры: полые круги – экспериментальная кривая [2]; сплошные квадраты – результат микромагнитного моделирования

## Финансирование

Исследование выполнено в рамках научной программы НЦФМ (проект «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

## Литература

1. E. F. Kneller, R. Hawig // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 3588.
2. E. E. Fullerton, J. S. Jiang, S. D. Bader // JMMM. 1999. V. 200. P. 392.
3. Т. А. Тааев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев // JMMM. 2021. V. 524. P. 167638.
4. Т. А. Тааев, К. Ш. Хизриев, А. К. Муртазаев // Thin Solid Films. 2022. V. 741. P. 139040.
5. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, et al. // AIP Advances. 2014. V. 4. P. 107133.

# Получение неодносвязных магнитных паттернированных мезочастиц с помощью электронной литографии

Д. А. Татарский<sup>1,2,\*</sup>, Е. В. Скороходов<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

\*tatarsky@ipmras.ru

В настоящее время паттернированные магнитные структуры вызывают большой интерес в связи с их потенциальным применением в спинтронике в качестве генераторов СВЧ-излучения и элементов памяти. При этом важно соединять ферромагнитные диски, в которых реализуется вихревое распределение намагниченности, в двумерные решетки. Особой проблемой при этом является получение отверстий между дисками в таких решетках из-за эффекта близости в электронной литографии. В данной работе разработаны новые методы электронной литографии и ионного травления, позволяющие с высокой точностью получить частицы заданной формы с отверстиями.

## Введение

Хорошо известно, что в некотором диапазоне геометрических параметров в ферромагнитных мезоскопических дисках реализуется вихревое распределение намагниченности [1, 2]. Особый интерес при этом вызывают паттернированные частицы из ферромагнитных пленок, состоящие из различных конфигураций перекрывающихся дисков. Так, двойные диски и цепочки дисков являются перспективным объектом для реализации многовихревого спинового осциллятора [3]. А двумерные решетки перекрывающихся дисков являются реализацией многосвязной системы для магнитной памяти [4].

Изготовление всех типов систем требует высокоточной электронной литографии для получения дисков необходимой формы и отверстий в сплошных пленках. В данной работе предлагаются и используются модифицированные методы литографии для получения неодносвязных магнитных частиц из пленок пермаллоя.

## Образцы и методы

Для нанесения тонких металлических пленок в работе использовалась высоковакуумная установка магнетронного распыления AJA. Остаточное давление газов в напылительной камере не превышало  $3 \times 10^{-7}$  Торр, рабочее давление аргона в процессе напыления составляло  $2 \cdot 10^{-3}$  Торр.

Электронная литография проводилась на растровом электронном микроскопе SUPRA 50VP (Carl Zeiss) с литографической приставкой ELPHY Plus (Raith). Исследование магнитных состояний и структуры литографированных частиц осуществлялось на просвечивающем электронном микроскопе LIBRA 200MC (Carl Zeiss), адаптированном для проведения работ в режиме лоренцевой микроскопии (ЛПЭМ).

Как было указано выше, основной интерес представляет получение решеток ферромагнитных дисков с вихревым распределением намагниченности. В таком случае, для отработки методов электронной литографии удобно использовать элементарную ячейку двумерной решетки – частицу в форме перекрывающихся дисков  $2 \times 2$  с отверстием посередине. Хорошо известно, что вихревое распределение намагниченности формируется в ферромагнитном диске из пленки  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  (пермаллой, Py) диаметром 1 мкм и толщиной

40 нм. Такая пленка наносится на коммерческие подложки из аморфного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 100 нм на основании из кремния ориентации (100). При этом со стороны кремния методом химического травления вскрыто окно, в котором аморфный  $\text{Si}_3\text{N}_4$  свободно висит как мембрана, что позволяет проводить исследование полученных структур методом лоренцевой и аналитической просвечивающей электронной микроскопии.

В нашем случае использовалась методика инверсионной электронной литографии. На подложку методом магнетронного распыления формировалась структура  $\text{Ni}_3\text{Fe}(40 \text{ нм})/\text{V}(25 \text{ нм})/\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{Pt}(5 \text{ нм})$ . Далее на полученную пленку наносился позитивный электронный резист: полиметилметакрилат марки PMMA 950 толщиной 120 нм. Использование промежуточной металлической маски V/Cu/Pt обусловлено недостаточной стойкостью используемого электронного резиста к ионному травлению.

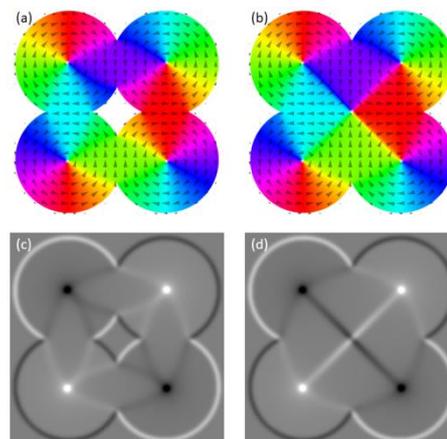
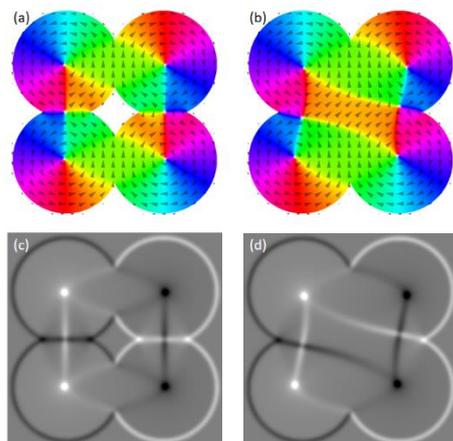


Рис. 1. Микромагнитное распределение в случае чередования киральности вихрей в соседних дисках в частице с отверстием (a) и без (b), а также соответствующие френелевские контрасты (c, d)

На слое резиста экспонировался рисунок требуемой конфигурации с помощью электронного пучка с энергией 10 кэВ. Доза составляла 7000–9000 мКл/см<sup>2</sup> при токе пучка 0,02 нА. Экспонирование при данной дозе делает резист PMMA 950 негативным. При этом негативный PMMA 950 демонстрирует высокий контраст (более 10), что, в свою очередь, позволяет хорошо воспроизводить форму структур, заложенных в

шаблон, а также минимизировать эффекты близости. Неэкспонированный электронный резист удалялся с помощью минутной выдержки в ацетоне. Таким образом формировалась маска, и далее осуществлялось травление слоя меди и платины в атмосфере аргона. Плазмо-химическое травление в атмосфере газов  $\text{CF}_4 + \text{O}_2$  удаляло слой ванадия, после чего повторялась процедура травления пермаллоя ионами аргона в получившейся маске. Остатки ванадиевой маски удалялись в перекиси водорода.



**Рис. 2.** Микромагнитное распределение в случае попарного совпадения киральностей вихрей в соседних дисках в частице с отверстием (a) и без (b), а также соответствующие френелевские контрасты (c, d)

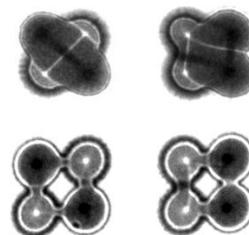
Во втором случае использовалась аналогичная методика. На подложку методом магнетронного распыления формировалась структура  $\text{Ni}_3\text{Fe}(40 \text{ нм})/\text{Pt}(5 \text{ нм})$ . Далее на полученную подложку методом центрифугирования также наносился позитивный электронный резист полиметилметакрилат марки РММА 950 толщиной 120 нм. После этого проводилось электронное экспонирование дозами в диапазоне  $7500\text{--}9000 \text{ мКл/см}^2$  при токе пучка 0,02 нА. Проявление осуществлялось в ацетоне в течение 1 минуты. Ионное травление в атмосфере аргона осуществлялось при рабочем давлении  $6 \cdot 10^{-4}$  Торр и ускоряющем напряжении 500 В. Перед откачкой камеры травления она дополнительно вентилировалась азотом особой чистоты, что позволило удалить из камеры атмосферные пары и кислород. При таком режиме травления обеспечивается скорость травления пленки пермаллоя со скоростью 4 нм/мин. Скорость травления пленки электронного резиста составляет 10 нм/мин. Отметим, что такая скорость травления существенно меньше, чем скорость травления электронного резиста первым методом и позволяет избавиться от дополнительных металлических масок из меди и ванадия. Кроме того, отсутствие дополнительных масок дает возможность точнее управлять формой отверстий в «клеверах», так как нет геометрических нарушений процессов травления в относительно узких местах между элементами металлической маски.

### Результаты

Микромагнитное моделирование показало, что существует два метастабильных состояния, которые

характеризуются двумя различными чередованиями киральности магнитных вихрей в соседних дисках.

Так, в одном случае киральность чередуется между каждыми соседями, и тогда в частице с отверстием будет четыре вихря без каких-либо особенностей или доменных стенок, тогда как в частице без отверстия в ее центре сформируется неустраиваемая особенность магнитного распределения – антивихрь. Смоделированные распределения намагниченности и соответствующие им ЛТЕМ изображения приведены на рис. 1.



**Рис. 3.** Частицы различной формы и френелевский контраст в них, соответствующий разным распределениям намагниченности

В другом случае киральности соседних вихрей попарно совпадают. В результате между соседними вихрями с одинаковой киральностью формируется либо доменная стенка с антивихрем, либо оба вихря сдвигаются, и формируется доменная стенка. Отметим, что доменные стенки формируются в обоих типах частиц. Отличие сплошной частицы лишь в том, что антивихри не могут выйти за пределы частицы, т. к. доменные стенки имеют разную киральность и не могут слиться в одну. Таким образом, не существует состояния с доменными стенками без антивихрей (рис. 2).

Данные состояния наблюдались экспериментально, их микрофотографии приведены на рис. 3.

### Выводы

Предложенная схема литографии позволяет получать качественные отверстия сложной формы в сплошных пленках, что было доказано методами аналитической просвечивающей электронной микроскопии. Такая точность формы позволила формировать неодносвязные ферромагнитные частицы с многовихревым распределением намагниченности без таких особенностей, как доменные стенки или антивихри.

### Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

### Литература

1. R. P. Cowburn et al. // Phys. Rev. Lett. **83**, 1042 (1999).
2. K. L. Metlov, Y. Lee // Appl. Phys. Lett. **92**, 11 (2008).
3. Д. А. Татарский и др. // ЖЭТФ. **142**, 366 (2023).
4. К. Л. Метлов // Письма в ЖЭТФ. **118**, 95 (2023).

# Особенности взаимодействия Дзялошинского – Мория в многослойных пленках Co/Pt

Д. А. Татарский<sup>1,2,\*</sup>, Н. С. Гусев<sup>1</sup>, О. Л. Ермолаева<sup>1</sup>, А. Н. Орлова<sup>1</sup>, А. В. Садовников<sup>3</sup>, С. А. Гусев<sup>1</sup>, В. Л. Миронов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603022

<sup>3</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Большая Казачья, 112 А, Саратов, 410012

\*tatarsky@ipmras.ru

Приводятся результаты систематических экспериментальных исследований магнитного состояния и кристаллической структуры многослойных пленок на основе пары ферромагнетик/тяжелый металл (Co/Pt) методами оптической магнитометрии, магнитно-силовой микроскопии, лоренцевой и аналитической просвечивающей электронной микроскопии. Показано, что с ростом числа периодов Co/Pt в пленках наблюдается увеличение средних размеров кристаллических зерен и уменьшение размеров магнитных доменов. Кроме того, в таких пленках наблюдается гибридная доменная стенка, т. е. имеет структуру промежуточную между стенками неелевского и блоховского типа. Это свидетельствует о существенной величине взаимодействия Дзялошинского – Мория.

## Введение

Хорошо известно, что в тонких ферромагнитных пленках без зеркальной симметрии типа  $\sigma_h$  появляется индуцированное взаимодействие Дзялошинского – Мория (ВДМ) [1, 2]. Наиболее часто исследуют слои кобальта между слоями двух различных тяжелых металлов или между тяжелым металлом и оксидом. Традиционно одним из тяжелых металлов выбирают платину. С другой стороны, есть некоторое противоречие в наблюдаемых экспериментальных данных для пленок типа Pt/Co/Pt. С точки зрения симметрии сплошной среды, в таких пленках есть элемент симметрии  $\sigma_h$  и, следовательно, ВДМ должно быть тождественно нулю. Однако в таких пленках наблюдается ВДМ существенной величины [3–5], достаточной для стабилизации неелевских доменных стенок и скирмионов.

В данной работе приводится систематическое исследование пленок Co/Pt с целью установить источник возникновения ВДМ большой величины.

## Образцы и методы

Тонкопленочные структуры Co/Pt изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере аргона (давление  $4 \times 10^{-3}$  Торр) при комнатной температуре. Выращивание многослойных структур производилось путем последовательного распыления мишеней Co, Pt и Ta. Средняя скорость напыления составляла  $\sim 0,2$  нм/с. В качестве подложек использовались пластины Si(100) и свободновисящие мембраны нитрида кремния толщиной 30 нм с буферными слоями Ta(2)Pt(4). В скобках при каждом элементе здесь и далее указаны толщины слоев в нанометрах. На подложки с буферными слоями осаждались многослойные структуры  $[\text{Co}(0,5)/\text{Pt}(1,0)] \times n$ , где  $n$  – число периодов в структуре. Для исследований была изготовлена серия образцов с количеством периодов  $n = 2-18$ .

Контроль магнитных свойств пленок осуществлялся методами оптической магнитометрии при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) в полярной геометрии на длине волны 632 нм (стенд разработан в ИФМ РАН). Доменная структура намагниченности исследовалась с помо-

щью магнитно-силового микроскопа «Solver Pro» (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград) и просвечивающего электронного микроскопа «LIBRA 200 MC» (Carl Zeiss, Jena).

В качестве МСМ-датчиков использовались стандартные кантилеверы NSG-1 с магнитным покрытием. В качестве МСМ-сигнала регистрировался сдвиг фазы колебаний магнитного кантилевера под действием градиента силы со стороны полей рассеяния образца.

При исследовании магнитной структуры методом Лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии микроизображения регистрировались методом Френеля (метод дефокусировки). Образцы помещались в аналитический держатель (Analytical Double Tilt Gatan Specimen Holder) с двойным наклоном. Точки в объективной линзе настраивались таким образом, чтобы компенсировать создаваемое катушками линзы магнитное поле в плоскости образца.

Размеры кристаллитов пленок определялись с помощью автокорреляционного анализа АПЭМ микрофотографий, полученных в режиме темного поля. Тип кристаллической структуры определялся по кольцам электронограмм, полученным в режиме микродифракции.

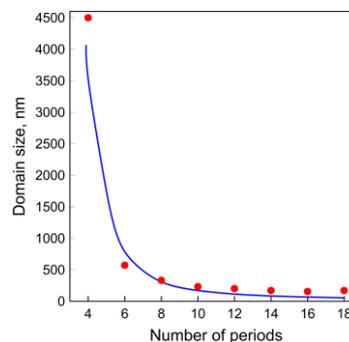


Рис. 1. Экспериментальная (красные кружки) и теоретическая зависимость размеров доменов от количества периодов

Для характеристики магнитных свойств полученных образцов и определения величины и знака ВДМ была использована методика неупругого манделштам-бриллюэновского рассеяния света (Brillouin light scattering, BLS). С помощью системы одномодовых

твердотельных лазеров Excelsior Spectra-Physics с длиной волны 473, 490 и 532 нм и шириной линии генерации 8–10 МГц получены спектры тепловых магнонов при отсутствии возбуждающих переменных магнитных полей. Меняя угол падения света на образец от 0 до 90 градусов для распространяющихся в плоскости пленки спиновых волн, можно получить спектры магнонов при различных значениях волнового вектора  $k$  в конфигурации обратного рассеяния [7].

## Результаты

Проведенные МСМ-измерения размагниченных пленок показали, что с ростом количества периодов существенно изменяются размеры доменов. Размер доменов определялся с помощью автокорреляционного анализа МСМ-контраста. Результаты приведены на рис. 1. Измерения методом BLS показали, что константа ВДМ в образцах находится в пределах 0,4–0,8 мДж/м<sup>2</sup>. Типичный спектр BLS приведен на рис. 2. Спектр получен в конфигурации квазиобратного рассеяния для волнового числа  $k = 11$  рад/мкм при магнитном поле 0,8 Т, направленном в плоскости пленки.

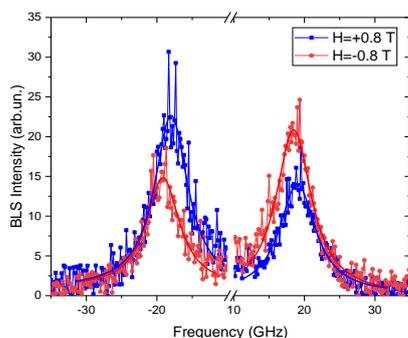


Рис. 2. Спектр BLS, полученный в конфигурации квазиобратного рассеяния для волнового числа  $k = 11$  рад/мкм

Исходя из этих данных, мы провели теоретическую оценку изменения размеров доменов. Мы предположили, что пленка является однородным ферромагнетиком по всей толщине, при этом увеличение периодов не ведет к изменению магнитных параметров [6]. Результаты расчетов приведены на рис. 1 сплошной линией. Нами были использованы следующие параметры: намагниченность насыщения 900 кА/м, обменная жесткость 15 пДж/м, константа ВДМ 0,6 мДж/м<sup>2</sup>. Константа одноосной анизотропии подбиралась таким образом, чтобы соответствовать величине эффективной магнитостатической анизотропии. Как видно из графика, есть хорошее качественное согласие между размерами доменов и теоретическими оценками. Основным механизмом, из-за которого размер доменов уменьшается, является магнитостатическое взаимодействие. Таким образом, нельзя считать, что ВДМ в таких пленках возникает из-за разницы в материальных свойствах разных периодов.

Исследования методами аналитической просвечивающей электронной микроскопии планарных об-

разцов на мембранах показали, что средний размер областей когерентного рассеяния (ОКР) в поликристалле монотонно возрастает с увеличением толщины пленки от 5,2 нм в самой тонкой пленке из двух периодов Co/Pt до 8,1 нм в самой толстой.

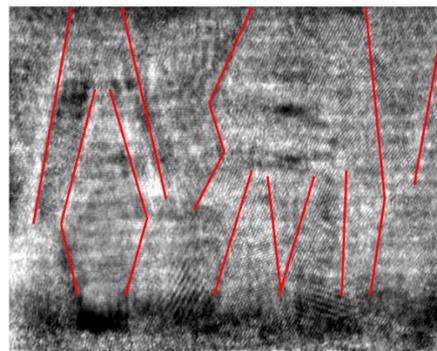


Рис. 3. Микрофотография высокого разрешения поперечного среза пленки [Co(0,5)/Pt(1,0)]<sub>18</sub>. Линиями отмечены границы нанокристаллов

На рис. 3 приведена микрофотография высокого разрешения поперечного среза пленки [Co(0,5)/Pt(1,0)]<sub>18</sub>. Хорошо видно, что все кристаллиты имеют границы с характерным наклоном по отношению к нормали. С одной стороны, этот угол наклона связан с тем, что в ГЦК решетке разные наборы плоскостей (111) с плотнейшей упаковкой разориентированы на 70°. С другой стороны, этот угол хорошо согласуется с изменением размера ОКР.

## Выводы

Экспериментальные данные и теоретические расчеты свидетельствуют в пользу того, что с ростом количества периодов в многослойных структурах магнитные параметры меняются незначительно. Однако структурные исследования показали, что в таких пленках есть структурная асимметрия, связанная с изменением размеров нанокристаллитов в поликристалле. Именно из-за этого в таких пленках нет элемента симметрии  $\sigma_h$  и становится возможным появление ВДМ существенной величины.

Авторы выражают благодарность П. А. Юнину за полезные обсуждения.

## Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10176. В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» (ИФМ РАН).

## Литература

1. H. Yang et al. // Phys. Rev. Lett. **115**, 267210 (2015).
2. S. Tacchi et al. // Phys. Rev. Lett. **118**, 147201 (2017).
3. M. V. Dorokhin et al. // J. Alloys Comp. **926**, 166956 (2022).
4. S. D. Pollard et al. // Nat. Comms. **8**, 14761 (2017).
5. Д. А. Татарский и др. // ФТТ. **65**, 1194 (2023).
6. T. N. G. Meier et al. // Phys. Rev. B. **96**, 144408 (2017).
7. V. A. Gubanov et al. // Phys. Rev. B. **107**, 024427 (2023).

# Температурная и концентрационная зависимость константы взаимодействия Дзялошинского – Мория в пленочных гетероструктурах Pt-Co

А. В. Телегин<sup>1,\*</sup>, В. Д. Бессонов<sup>1</sup>, В. С. Теплов<sup>1</sup>, М. В. Макарова<sup>1</sup>, А. С. Самардак<sup>2</sup>, J. Park<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Свердловская обл., 620137

<sup>2</sup>Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922

<sup>3</sup>Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul, Republic of Korea, 02841

\*telegin@imp.uran.ru

В работе рассмотрено влияние состава слоев и интерфейсов на величину взаимодействия Дзялошинского – Мория (ВДМ) в тонкопленочных наноструктурах Pt/Co с промежуточным аморфным сплавом Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> и без. Максимальная величина ВДМ  $-0,82$  мДж/м<sup>2</sup> получена для трехслойной структуры со сплавами Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> разного состава. Показано, что, варьируя толщину и состав слоев в структуре Pt/Co, можно моделировать величину ВДМ. Контроль качества и типов интерфейсов позволяет эффективно управлять спин-орбитально связанными эффектами в таких структурах.

## Введение

Исследования на стыке топологического магнетизма и спинтроники открывают возможности создания сверхбыстрых наноразмерных устройств передачи и обработки данных, функционирующих на СВЧ- и ТГц-частотах. Среди множества магнитных материалов тонкопленочные металлические наноструктуры обладают уникальными магнитными, спин-транспортными свойствами и технологическими характеристиками. Например, с наличием сильного спин-орбитального эффекта, антисимметричного взаимодействия Дзялошинского – Мория (ВДМ) в многослойных наноструктурах типа тяжелый металл/ферромагнетик связано спонтанное либо параметрическое зарождение киральных спиновых текстур – скирмионов, которые являются альтернативными перспективными носителями информации и могут быть использованы для создания новых элементов памяти и спинтронных устройств [1]. Однако есть сложности: например, до сих пор неясны механизмы передвижения и стабильной фиксации скирмионов, нет четкого понимания механизмов интерфейсного ВДМ и роли интерфейсов в таких наноструктурах и т. д.

В данной работе проведено исследование эволюции ВДМ в многослойных тонкопленочных наноструктурах Pt/Co разной конфигурации, в т. ч. с промежуточным аморфным сплавом Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> и без. В последнем случае структурная инверсионная симметрия нарушается по толщине исключительно вследствие заданного градиента состава внутри пленки. Таким образом, в таких «метаматериалах» контролируемый состав позволяет манипулировать распределением векторов ВДМ в трех измерениях, что важно для проектирования устройств спинтроники на основе скирмионов.

## Образцы

Наноструктуры Pt/Co в виде многослойных поликристаллических пленок и аморфных сплавов изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе в среде чистого Ar при давлении

$5 \cdot 10^{-9}$  Торр при комнатной температуре. Металлы осаждались на полированные пластины оксидированного кремния. Для всех структур использовался буферный слой Ta на подложке для улучшения кристалличности слоя Pt и крышка из Ta для защиты от окисления. После синтеза образцы отжигались в вакууме при 300 °С в течение 1 часа. Магнитные параметры оценивались на вибрационном магнетометре Lakeshore 7400. Структурные параметры образцов определялись по данным просвечивающей электронной микроскопии Titan<sup>TM</sup> 80-300.

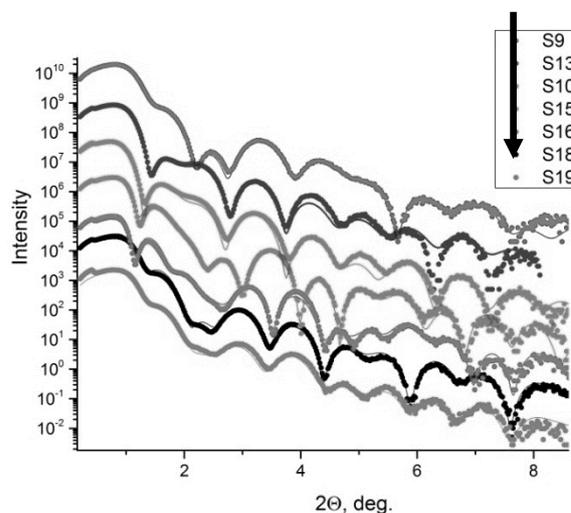


Рис. 1. Малоугловая рентгеновская дифракция от образцов наноструктур Co/Pt

Качество слоистой структуры, толщины слоев и степень несовершенства межслойных границ были оценены на основании данных малоугловой рентгеновской дифракции на дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2 в Cu-излучении с длиной волны 1,54 Å в геометрии параллельного пучка (рис. 1). Обработку рефлектограмм проводили с помощью коммерческой программы PANalytical X'Pert Reflectivity. На первичном пучке использовали параболическое зеркало на основе сверхрешетки W/Si, обеспечивающее, помимо формирования параллельного пучка, подавление линии Cu Kβ-излучения. На вторичном

пучке использовали плоскопараллельный коллиматор с плоским графитовым монохроматором и коллимирующей щелью. Из табл. 1 видно, что фактические толщины практически совпадают с номинальными. Среднеквадратичная шероховатость везде была меньше толщины слоя.

Таблица 1. Толщины слоев трех наноструктур Pt/Co, полученных из обработки рефлектограмм

Структура	t, нм					
	Ta	Pt	CoPt	Co	Ta	Ta <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Si/Ta(2)/Pt(3)/Co(1.2)/Ta(2)	1,98	2,7	-	1,1	1,0	2,6
Si/Ta(2)/Co <sub>50</sub> Pt <sub>50</sub> (4.6)/Ta(2)	1,9	-	4,6		0,7	2,6
Si/Ta(2)/Pt(2.4)/Co <sub>50</sub> Pt <sub>50</sub> (1.2)/Co(0.6)/Ta(2)	2,1	2,4	1,0	0,5	0,5	2,8

## Результаты

Как было получено в ходе экспериментов, для полученных наноразмерных металлических структур Pt/Co характерен высокий коэффициент затухания, низкое поглощение ЭМ-энергии и соответственно размытый спектр ферромагнитного резонанса. Поэтому для анализа ВДМ в наноструктурах были получены спектры бегущих магнитостатических спиновых волн с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (МБРС) в геометрии Деймона – Эшбоха (рис. 2). Энергия интерфейсного ВДМ ( $D$ ) определялась как разность частот максимумов резонансных линий при изменении полярности внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости образца [2].

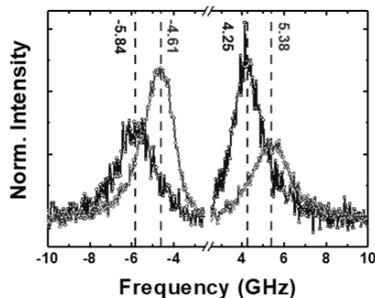


Рис. 2. Частотный сдвиг резонансных пиков в спектрах МБРС в наноструктуре Co<sub>50</sub>Pt<sub>50</sub>

Получено, что величина сдвига, частоты и полуширина резонансных линий коррелируют с изменением толщины слоя Co и сплава Pt-Co. Для монослоя Co величина  $D$  составила 0,12 мДж/м<sup>2</sup>. Увеличение толщины слоя Co до 1,8 нм приводит к почти трехкратному росту  $D = -0,55$  мДж/м<sup>2</sup>. Внедрение аморфного эквивалентного сплава Pt-Co толщиной 4 нм приводит к появлению преимущественно плоскостной компоненты анизотропии в структуре. В результате поля насыщения уменьшаются до 0,1 Тл, резонансный пик сдвигается в низкочастотную область, а  $D$  составляет порядка 0,3 мДж/м<sup>2</sup>. Введение дополнительного слоя Pt толщиной 0,8 нм в структуре со сплавом почти не влияет на резонансный пик, однако

уменьшает общую величину намагниченности и соответственно уменьшает константу  $D$  до 0,2 мДж/м<sup>2</sup>. Максимальная величина энергии ВДМ была получена для структуры с тремя аморфными сплавами Pt<sub>100-x</sub>Co<sub>x</sub> разного состава общей толщиной 1,2 нм, помещенных между отдельными слоями Pt и Co (рис. 3). Величина  $D$  такой структуры составила -0,82 мДж/м<sup>2</sup>. Таким образом, впервые был обнаружен вклад интерфейсного ВДМ в аморфном сплаве [3]. С уменьшением шероховатости и количества интерфейсов растет величина интерфейсного ВДМ в наноструктурах. Наблюдаемое поведение магнитных свойств и усиление энергии ВДМ в образцах со сплавом Pt<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> можно связать в первую очередь с увеличением плотности интерфейсов, ответственных за ВДМ, а также большей атомной плотностью в аморфном сплаве по сравнению со структурой с монослоями. Отметим, что в 3-слойной наноструктуре наблюдалась слабая температурная зависимость ВДМ от 80 до 350 К, что согласуется с температурным поведением намагниченности.

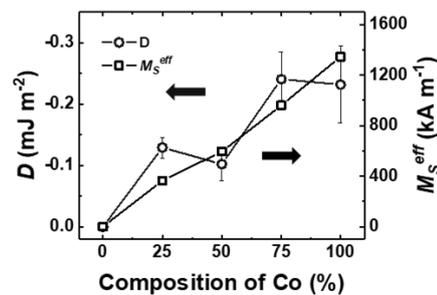


Рис. 3. Эволюция энергии ВДМ и намагниченности насыщения  $M_s$  в зависимости от концентрации Co в Pt<sub>100-x</sub>Co<sub>x</sub>

## Выводы

Таким образом, впервые был изучен вклад интерфейсного ВДМ не только на четко выраженных границах слоев наноструктур Pt/Co, но и в аморфном сплаве. Показано, что, варьируя толщину слоев и состав сплава, можно моделировать величину ВДМ, а также ширину линии ферромагнитного резонанса в структуре Pt/Co, что важно для создания СВЧ-устройств. Наноструктуры с усиленным интерфейсным взаимодействием перспективны для изучения различных спин-зависящих эффектов и скирмионов.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20160 и ЦКП ДвФУ.

## Литература

1. A. Fert, N. Reyren, V. Cros // Nat. Rev. Mater. 2017. V. 2. P. 17031.
2. А. И. Безверхний, В. А. Губанов, А. В. Садовников и др. // ФТТ. 2021. Т. 63, № 12. С. 2053–2060.
3. J. Park, T. Kim, G. Kim, V. Bessonov, et al. // Acta Materialia. 2022. V. 241. P. 118383.

# Экспериментальное исследование пространственного распределения функции отклика холловского креста с помощью магнитно-силовой микроскопии

А. Г. Темирязов<sup>1,\*</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>2</sup>, М. В. Степушкин<sup>1</sup>, М. П. Темирязева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

<sup>2</sup>НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

\*temiryazev@gmail.com

Предложена методика, позволяющая экспериментально исследовать вклад, вносимый различными участками холловского креста в общий сигнал, обусловленный аномальным эффектом Холла. В структуре с одинаковой шириной токового и потенциального электродов выполнено измерение пространственного распределения функции отклика.

## Введение

Эффект Холла в структурах, выполненных из ферромагнитных пленок, может быть использован в прикладных целях для детектирования доменов или скирмионов в устройствах, построенных на базе таких пленок. В общем случае существуют три составляющие в холловский отклик: классический (нормальный), аномальный и топологический эффекты Холла. В ферромагнитных пленках вклад классического эффекта, пропорционального внешнему магнитному полю, как правило, невелик. Активно дискутируемым является вопрос, определяется ли отклик исключительно аномальным эффектом Холла или заметный вклад может вносить топологический эффект. При подобном исследовании важна корректная интерпретация экспериментальных данных, учитывающая, что холловский отклик от домена может существенным образом зависеть от его положения ( $x, y$ ) относительно центра холловского креста. Впервые вопрос о пространственной зависимости отклика теоретически и экспериментально был рассмотрен в 1988 году в работе [1], однако эксперименты в то время были выполнены без непосредственной регистрации положения и размеров доменов, что ограничивает точность полученных результатов. В серии теоретических работ, например [2], был рассмотрен близкий по тематике вопрос о пространственной зависимости классического эффекта Холла в немагнитных пленках при неоднородном внешнем магнитном поле. Эксперимент при подобной постановке задачи крайне сложен и позволяет получить лишь качественные результаты. В нашей работе мы покажем, что с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ), используя уникальные свойства пленок CoPt, можно реализовать методику непосредственного экспериментального исследования зависимости холловского отклика от положения домена относительно центра креста.

## Методика и результаты

Были использованы пленки CoPt толщиной 8 нм, изготовленные последовательным напылением десяти бислоев Co и Pt. Пленки обладают перпендикулярной магнитной анизотропией и полем коэрцитивности в несколько сот эрстед. На основе такой пленки были изготовлены измерительные ячейки – кресты с

шириной токового и потенциального контактов 5 мкм. Особенностью наших пленок является то, что с помощью магнитного зонда атомно-силового микроскопа в такой пленке, предварительно намагниченной до насыщения, можно создать домен (перемагнитить участок пленки), который остается стабильным в нулевом поле. Этот эффект памяти крайне важен для данного исследования. Появление домена приведет к изменению холловского напряжения на величину  $dV$ . Если считать, что основной вклад в  $dV$  вносит аномальный эффект Холла, то функцию пространственного отклика  $F(x, y)$  можно определить из соотношения  $dV = F(x, y) \times dV_{\max} \times s/S$ , где  $s$  – площадь домена,  $dV_{\max}$  – изменение напряжения при перевероте намагниченности во всей пленке, включая как область перекрытия контактов (часто называемую рабочей областью), так и боковые магнитные электроды,  $S$  – площадь рабочей области. Для определения площади домена мы использовали МСМ-изображение доменной структуры, полученное теперь уже зондом с очень малым магнитным моментом, не искажающим доменную структуру и позволяющим выполнять сканирование близко к поверхности с хорошим латеральным разрешением.

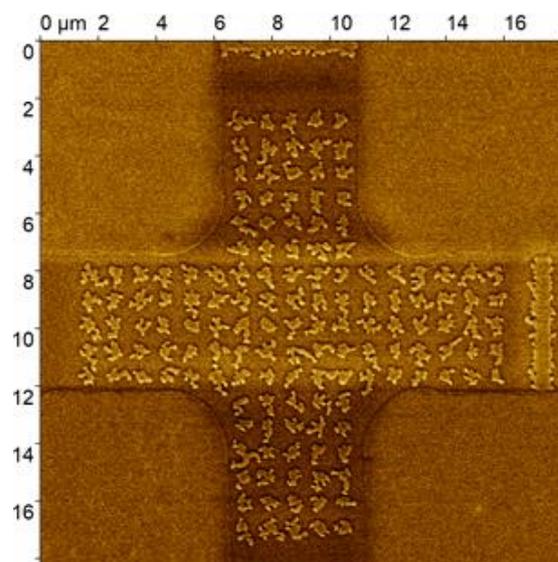


Рис. 1. МСМ-изображение холловского креста с массивом из 145 доменов

Измерения были выполнены с помощью атомно-силового микроскопа SmartSPM (Аист-НТ) и реги-

страцией холловского напряжения непосредственно в процессе сканирования. На первом этапе мы провели серию экспериментов, которые показали, что в центральной части квадратной рабочей области (при одинаковой ширине токовых и потенциальных контактов) величина  $dV$  действительно пропорциональна площади домена. Это верно по крайней мере для доменов, размеры которых не слишком малы, и позволяет использовать вышеописанную процедуру для измерения  $F(x, y)$ . Далее зондом с относительно большим магнитным моментом (Nanosensors PPP-MFMR) был сформирован массив из 145 доменов с одновременной регистрацией изменения холловского напряжения при появлении каждого нового домена. После чего зондом с очень малым магнитным моментом получено МСМ-изображение доменной структуры (рис. 1). Для этого мы использовали зонд с магнитным покрытием, аналогичным исследуемым пленкам CoPt толщиной около 8 нм с перпендикулярной магнитной анизотропией.

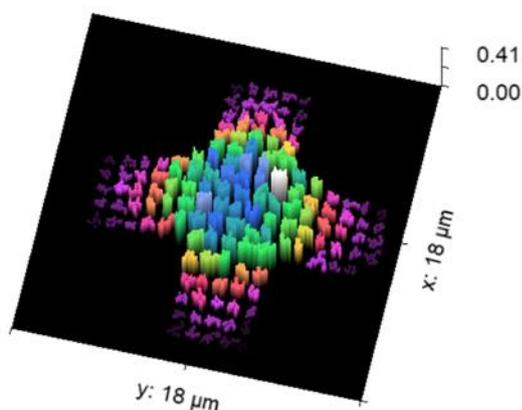


Рис. 2. Функция пространственного отклика

Малая толщина магнитного покрытия обеспечивала возможность выполнять МСМ-сканирование в двухпроходном режиме, не деформируя доменную структуру. На первом проходе в лифт-моду выполняется измерение топографии, при этом зонд в полу-контактной моде касается поверхности. Тем не менее из-за малого магнитного момента локального перемагничивания структуры не происходит. Двухпроходная методика позволяет очень точно контролировать расстояние между зондом и поверхностью на втором проходе при регистрации магнитного изобра-

жения. В нашем случае подъем на втором проходе выполнялся таким образом, чтобы дистанция от поверхности до нижней точки колебаний зонда составляла 7–10 нм. С увеличением этого расстояния контраст магнитного изображения существенно ухудшается. Использование зондов с магнитным покрытием из пленки CoPt позволило получить МСМ-изображение с высоким разрешением и определить из него площадь каждого домена. Отсюда можно рассчитать значение  $F(x, y)$  в местах расположения доменов (рис. 2).

Анализируя полученные результаты, можно отметить, что в центральной области рабочей зоны функция пространственного отклика  $F(x, y)$  имеет примерно постоянное значение  $F_0 = 0,4$ . Эта величина хорошо согласуется с теоретическим анализом [2], а также результатами выполненного нами численного расчета. При оценке отклика следует учитывать наличие закруглений на углах креста, однако, как показывает теория, даже при идеальной форме  $F_0$  близко к 0,5, т. е. появление домена, занимающего всю рабочую область, не приведет к смене знака холловского напряжения. Существенный вклад в сигнал вносят участки пленки вне области перекрытия электродов. Учет функции пространственного отклика может быть особенно важен при анализе экспериментов по выделению вклада топологического эффекта Холла в холловский отклик скирмиона [3]. При этом надо иметь в виду, что согласно результатам теоретических оценок [2] область, где функция пространственного отклика примерно постоянна, существует лишь в симметричных структурах с одинаковой шириной токовых и потенциальных контактов.

## Финансирование

Пленки CoPt и зонды на их основе были изготовлены при поддержке гранта РФФИ № 21-79-20186. МСМ измерения выполнены в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

## Литература

1. B. C. Webb and S. Schultz // IEEE Trans. Magn. 1988. V. 24, no. 6. P. 3006–3008.
2. Y. G. Cornelissens and F. M. Peeters // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, no. 4. P. 2006–2012.
3. D. Maccariello, W. Legrand, N. Reyren, et al. // Nature Nanotech. 2018. V. 13. P. 233–237.

# Исследование процессов перемагничивания с помощью серийной магнитно-силовой микроскопии

М. П. Темирязева<sup>1,\*</sup>, А. В. Здоровейцев<sup>2</sup>, М. В. Мурзина<sup>3</sup>, А. Г. Темирязов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Фрязинский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>3</sup>МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991

\*mtemiryazeva@gmail.com

Разработаны методы магнитно-силовой микроскопии, позволяющие визуализировать эволюцию доменной структуры под действием как внешнего магнитного поля, так и пространственно локализованного магнитного поля зонда атомно-силового микроскопа. Рассмотрены примеры использования данной методики при изучении процессов перемагничивания пленок гранатов, многослойных пленок ферромагнетик/тяжелый металл, а также гибридных структур на их основе.

## Введение

Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) наряду с магнитооптическими измерениями и Лоренцевой микроскопией является одним из основных инструментов изучения магнитных структур. К ее преимуществам можно отнести высокое пространственное разрешение. Существенным недостатком является большое время, необходимое для выполнения МСМ-сканирования. При темпе в одну секунду на линию для снятия одного изображения, содержащего 256 линий, требуется более 4 мин. Для визуализации процессов перемагничивания необходимо получить как минимум несколько десятков изображений. Но главная проблема заключается в том, что заранее неизвестно, при каких полях следует выполнить эту операцию. При магнитооптических исследованиях, например с помощью эффекта Фарадея, часто достаточно поменять магнитное поле, чтобы визуально определить наиболее интересный диапазон полей, в котором следует проводить детальную съемку. При работе с МСМ такой возможности нет. Основная идея нашего доклада заключается в том, что, если автоматизировать процесс получения МСМ-сканов, можно с малым шагом изменения внешнего поля (или иного внешнего воздействия) снять серию, состоящую из нескольких сотен МСМ-изображений в широком диапазоне полей. Это, с одной стороны, обеспечит регистрацию всех изменений доменной структуры, с другой – из такой серии можно сделать фильм, просмотр которого в динамике существенно облегчает фиксацию мельчайших отличий изображений. Предлагаемый метод серийной магнитно-силовой микроскопии (СМСМ) позволяет исследовать процессы движения доменных границ, зарождения и аннигиляции скирмионов и т. д., причем не только при изменении внешнего магнитного поля, но и под воздействием пространственно-локализованного магнитного поля МСМ-зонда.

## Методика

При работе использовался атомно-силовой микроскоп SmartSPM (АИСТ-НТ) с некоммерческой, модифицированной нами программой управления. Некоторые серии изображений, полученных с помощью СМСМ, содержали более тысячи изображений. Обязательным условием реализации метода является ав-

томатизация, позволяющая прописывать последовательность действий и их многократное повторение. Поскольку процесс измерения занимает существенное время, в эту последовательность помимо непосредственно сканирования должны быть включены операции, обеспечивающие постоянство оптимальных параметров сканирования (подстройка резонансной частоты зонда и поддержание заданной амплитуды). Кроме того, необходимо обеспечить компенсацию дрейфов, которые неизбежны при длительных измерениях. Мы использовали для этого привязку к какой-либо особенности на поверхности образца. Как правило, выбирался выступ, находящийся вне области сканирования, и зонд сдвигался к нему. Была написана процедура, перемещающая зонд в точку с максимальной высотой. Таким образом определялись точные координаты вершины ( $x_1, y_1$ ). После каждого скана зонд передвигался в точку ( $x_1, y_1$ ) и находил текущие координаты вершины ( $x_1 + \Delta x, y_1 + \Delta y$ ). Затем начало координат сканера сдвигалось на величину  $(-\Delta x, -\Delta y)$ . Такая процедура позволяет с точностью порядка 10 нм поддерживать неизменность области сканирования в течение длительного времени. В случае, когда исследовалось изменение доменной структуры под действием поля зонда, между сканами выполнялись определенные операции по передвижению зонда (выход в заданную точку, изменение высоты, проход по линии и т. д.). Если изучались процессы во внешнем магнитном поле, оно изменялось после каждого скана на заданную величину. Минимальный шаг составлял 1 Э в касательном магнитном поле и около 2 Э в нормальном.

## Основные направления исследований методом СМСМ

1. Процессы перемагничивания гранатовых пленок.

Исследования доменной структуры были выполнены для эпитаксиальных пленок граната состава  $\text{Lu}_{2,1}\text{Vi}_{0,9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 10 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната. Особенностью таких пленок является наличие развитой структуры приповерхностных доменов. МСМ позволяет выявить распределение полей рассеяния, обусловленное преимущественно нормальной составляющей намагниченности в слое на границе пленка-воздух. Пленки прозрачны,

что позволяет расширить знание о латеральной составляющей намагниченности на основании измерений методами поляризационно-оптической и нелинейно-оптической микроскопии [1, 2].

### 2. Исследование пленок CoPt и CoPd.

Пленки толщиной около 8 нм были получены путем последовательного напыления 10 бислоев кобальта и тяжелого металла. Они обладают сильной магнитной анизотропией с легкой осью перпендикулярной плоскости и демонстрируют наличие неколлинеарного обменного взаимодействия Дзялошинского – Мориа. Исследование проводилось по нескольким направлениям. Были изучены процессы зарождения и аннигиляции скирмионов под воздействием магнитного поля зонда [3]. Исследованы процессы перемагничивания и образования скирмионов в нормальном и касательном внешнем поле. Поскольку пленки проводящие, результаты МСМ-измерений сопоставлены с петлями гистерезиса, полученными на основании измерений эффекта Холла. Проведен анализ того, насколько случайны места образования скирмионов в полях, близких к насыщению.

### 3. Исследование двуслойной структуры пленка граната/CoPt.

Особенностью подобной структуры является то, что слои различаются как типом анизотропии, так и коэрцитивностью. При перемагничивании во внешнем поле, направленном по нормали к поверхности, можно наблюдать, как структура приповерхностных

доменов гранатовой пленки постепенно формирует домены в слое CoPt (рис. 1).

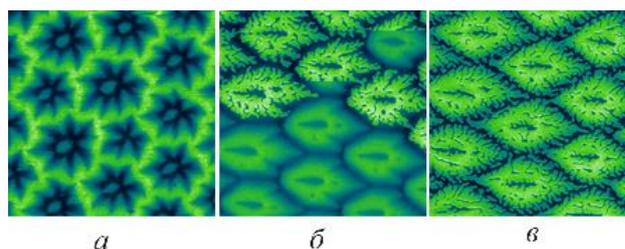


Рис. 1. МСМ-изображения двуслойной структуры  $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{CoPt}$ :  $a - H = -25$  Э,  $b - H = 138$  Э,  $c - H = 225$  Э. Размер скана 15 мкм

### Финансирование

Изготовление пленок CoPt выполнено при поддержке РФФИ (проект № 21-79-20186). Разработка новых МСМ-методик проводилась в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

### Литература

1. М. Temiryazeva, Е. Mamonov, А. Maydykovskiy, et al. // *Magnetochemistry*. 2022, 8, 180.
2. Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский и др. // *ЖЭТФ*. 2023. Т. 163, вып. 1. С. 41–49.
3. А. Г. Темирязов, А. В. Здоровейцев, М. П. Темирязова // *Известия РАН. Серия физическая* 2023. 87 (3), 362.

# Магнитные нано-мембраны с эффективной спиновой фильтрацией и электронным усилением

О. Е. Терещенко<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Бакин<sup>1</sup>, В. А. Голяшов<sup>1,2</sup>, А. С. Микаева<sup>2</sup>, С. А. Степанов<sup>2</sup>, В. С. Русецкий<sup>1,3</sup>, Д. А. Кустов<sup>1</sup>, Г. Э. Шайблер<sup>1,2</sup>, С. А. Рожков<sup>1,2</sup>, А. Ю. Демин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup>ЗАО Экран ФЭП, ул. Зеленая горка, 1, Новосибирск, 630060

\*teresh@isp.nsc.ru

В работе изучено прохождение свободных спин-поляризованных электронов через ферромагнитную (ФМ) сверхрешетку Co/Pt (3–5 нм) с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). В комбинации с электронным усилением микроканальной пластины (МКП) и оптическим детектированием измерена асимметрия прохождения, коэффициент прохождения и общий коэффициент усиления спин-детектора.

## Введение

Привлекательной идеей является создание аналога линейного поляризатора/анализатора электромагнитного излучения для электронов: спин-фильтра свободных электронов. В отличие от фотона, электрон может иметь проекцию спина на направление своего движения. По этой причине нужен спин-детектор, который способен регистрировать компоненты проекции спина, как в плоскости детектора, так и перпендикулярно, т. е. по направлению движения электрона. Свободновисящие ферромагнитные (ФМ) нано-мембраны могут быть использованы для эффективной спин-селективной фильтрации электронов. Такие мембраны могут работать как в качестве спин-детекторов в электронной спектроскопии, микроскопии и дифракции, так и в качестве источника спин-поляризованных электронов. Теоретические исследования и предыдущие работы показали, что асимметрия тока в прохождении спин-поляризованных электронов (функция Шермана) через ФМ-мембраны может достигать 40–80% и, таким образом, они могут стать эффективной альтернативой существующим методам/технологиям спинового детектирования. Оптимальная толщина ФМ-мембран определяется длиной свободного пробега и длиной спиновой диффузии электронов в ФМ-металле, которые имеют сильную зависимость от энергии электронов, и величину порядка нескольких нанометров (2–5 нм). Следовательно, оптимальная толщина свободновисящей ФМ-пленки должна составлять не более 5 нм, что является непростой и до сих пор нерешенной технологической задачей.

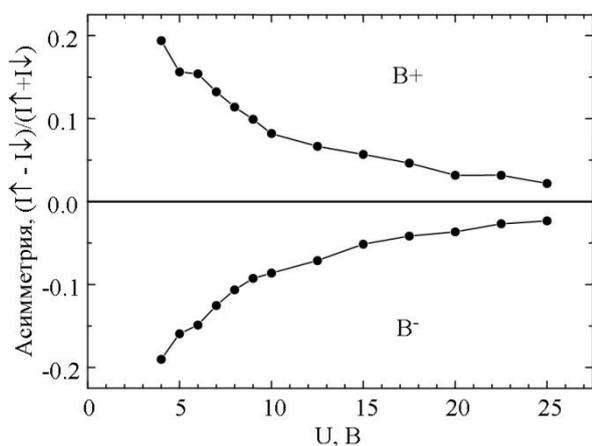
Целью данной работы было продемонстрировать возможность использования свободновисящей ФМ-мембраны и несущей диэлектрической пленки для фильтрации и детектирования спин-поляризованных электронов с пространственным разрешением. Практическим результатом данной работы может быть компактный спин-детектор с пространственным разрешением, который в комбинации с современными энергоанализаторами, используемыми в методе фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), позволит измерять распределение электронов по импульсу, энергии и трем компонентам спина, т. е. *получать полную информацию о законе дисперсии*. Данный спин-детектор позволит увеличить эффективность

измерения спиновой поляризации в  $10^4$ – $10^6$  раз относительно одноканального спин-детектора Мотта.

## Результаты

Для создания ФМ-нано-мембран мы применили подход, используемый в технологии изготовления ионно-барьерной пленки для микроканальных пластин в электронно-оптических преобразователях. Пленка из SiO<sub>2</sub> или Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 7–10 нм закрывает каналы МКП, диаметр которых составляет 5–10 мкм. На диэлектрическую пленку наносился слой ФМ, представляющий Co/Pt-сверхрешетку толщиной менее 5 нм с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА): Pt(10Å)/[Co(2Å)/Pt(5Å)]<sub>2</sub>/Co(2Å)/Pt(10Å). Намагниченность слоев контролировалась методом магнитооптического эффекта Керра. Далее был собран электронно-оптический преобразователь, в котором в качестве источника спин-поляризованных электронов использовался мультищелочной фотокатод Na<sub>2</sub>KSb [1], а спин-фильтром (детектором) – изготовленная ФМ-нано-мембрана на МКП. Прошедшие через ФМ-нано-мембрану электроны усиливались в каналах МКП и после выхода из МКП проецировались на люминофорный экран. Измерялась асимметрия интенсивности катодоллюминесценции, пропорциональная разности тока прошедших через спин-фильтр электронов со спином вверх и вниз:  $I_s = I_{\uparrow} - I_{\downarrow}$ . Важной характеристикой детектора является эффективность, определяемая как  $F = S^2 \cdot I/I_0$ , где  $S$  – функция Шермана (измеряемая асимметрия при 100% поляризованном пучке электронов  $I_0$ ),  $I/I_0$  – отношение числа зарегистрированных к падающим электронам.

На рис. 1 представлена зависимость асимметрии прохождения спин-поляризованных электронов через ФМ-пленку  $A = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/(I_{\uparrow} + I_{\downarrow})$  от энергии инжектируемых электронов. Поляризация инжектируемого электронного пучка составляла  $P_0 = 40$ – $50\%$  [1]. Максимальная асимметрия достигалась при минимальных энергиях электронов и составила 20–25%. Таким образом, получено значение функции Шермана  $S = A/P_0 = 0,5$ – $0,6$ , которое превышает значения  $S$  для детектора Мотта [2] и детектора на дифракции очень медленных электронов (VLEED) [3].



**Рис. 1.** Асимметрия прохождения спин-поляризованных электронов через Co/Pt nano-мембрану в зависимости от разности потенциалов между катодом и спин-фильтром (энергии электронов). При перемагничивании ФМ-нано-мембраны внешним полем  $\mathbf{B}$  знак асимметрии менялся на противоположный. Поляризация инжектируемого электронного пучка составляла  $P_0 = 40\text{--}50\%$

Показано, что коэффициент прохождения электронов через мембрану составляет порядка  $10^{-3}\text{--}10^{-4}$  при энергии электронов около 2 эВ, при этом общее усиление тока (МКП и экран) составляет до  $10^5$ . До-

стигнутое значение эффективности  $F$  порядка  $0,3 \times 10^{-3}$  в режиме одноканального измерения.

### Выводы

Мы ожидаем, что созданный спин-фильтр в комбинации с микроканальной пластиной приведет к следующему этапу развития метода фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением (spin-resolved ARPES), что позволит измерять спиновую структуру с эффективностью близкой к измерению распределения электронов по импульсу и энергии.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-20024.

### Литература

1. V. S. Rusetsky, et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. P. 166802.
2. V. N. Petrov, et al. // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 025102.
3. Takuma Iwata, et al. // Scientific Reports. 2024. V. 14. P. 127.

# Инерционная динамика намагниченности и нелинейная восприимчивость однодоменных ферромагнитных частиц

А. С. Титов<sup>1,2,\*</sup>, В. А. Щелконогов<sup>1</sup>, С. А. Никитов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\*titov.as@phystech.edu

Нелинейная восприимчивость однодоменных ферромагнитных частиц, находящихся в сильном внешнем магнитном поле, исследована с использованием инерционного уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта. Разработан эффективный метод расчета нелинейного стационарного отклика на сильное переменное поле и динамического магнитного гистерезиса (ДМГ) ферромагнитных частиц. Продемонстрировано, что форма ДМГ и нелинейная восприимчивость сильно зависят от величин постоянного и переменного полей, а также от динамических параметров намагниченности. Основные нелинейные эффекты, наблюдающиеся на частотах вблизи ферромагнитного резонанса, воспроизводятся в частотной области нутационного резонанса (НР).

## Введение

Процессы релаксации в однодоменных ферромагнитных частицах в настоящее время являются предметом активных исследований, интерес к которым обусловлен как фундаментальными аспектами, так и промышленным использованием магнитных частиц, например, в магнитных носителях информации и в биомедицинских приложениях [1, 2]. Для определения нелинейной магнитной восприимчивости и ДМГ ферромагнитных частиц мы используем инерционное уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) для вектора намагниченности частицы  $\mathbf{M}$ . Это уравнение представляет собой известное уравнение ЛЛГ [1], дополненное членом, учитывающим инерционность намагниченности и служащим для корректного описания динамики намагниченности на ультракоротких временных масштабах, а также во внешних высокочастотных полях [3]:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma [\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha}{M_S} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + \frac{\tau}{M_S} [\mathbf{M} \times \ddot{\mathbf{M}}], \quad (1)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания,  $\tau$  – время инерционной релаксации,  $M_S$  – намагниченность насыщения. Эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  включает внутреннее поле магнитной анизотропии  $\mathbf{H}_{an} = H_A [(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z) / M_S] \mathbf{e}_z$ , а также внешние постоянное  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{e}_z$  и переменное  $\mathbf{H}_{ac}(t) = H_{ac} e^{i\omega t} \mathbf{e}_x$  поля,  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_{zx}$  – орты лабораторной системы координат. Наиболее убедительные на сегодняшний день экспериментальные данные, подтверждающие инерционную динамику намагниченности, основаны на обнаружении НР на терагерцовых частотах в пленках NiFe, CoFeB [4] и Co [5].

Нами рассмотрены частицы с одноосной магнитокристаллической анизотропией. Внешнее постоянное поле направлено вдоль легкой оси частицы, а переменное – перпендикулярно ей. Решение уравнения (1) ищется в виде суммы комплексных амплитуд  $\mathbf{M}_k$ , осциллирующих с частотой  $k\omega$ :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{M}_k e^{ik\omega t}, \quad (2)$$

где  $M_0 \approx M_S$  в сильных внешних полях. Компоненты тензора восприимчивости  $\chi_{iX}^{(k)}$  ( $i = X, Y, Z$ ) находятся из соотношений, связывающих декартовы компоненты вектора намагниченности  $M_i$  с переменным полем  $H_{ac}$ :

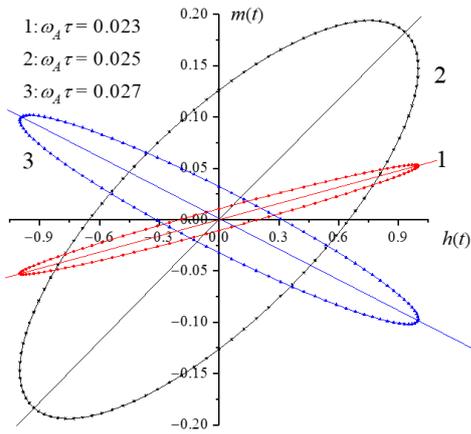
$$\begin{aligned} \frac{M_Z(t) - M_0}{M_0} &= \sum_{k=1}^{\infty} \chi_{ZX}^{(k)} e^{ik\omega t} (H_{ac} / H_A)^k, \\ \frac{M_i(t)}{M_0} &= \sum_{k=1}^{\infty} \chi_{iX}^{(k)} e^{ik\omega t} (H_{ac} / H_A)^k \quad i \neq Z. \end{aligned} \quad (3)$$

## Результаты

Полученные выражения для линейной части восприимчивости находятся в полном согласии с независимыми исследованиями [3]. Выведенные аналитические формулы для поправок второго ( $k = 2$ ) и третьего ( $k = 3$ ) порядков к компонентам тензора линейной восприимчивости позволили рассчитать ДМГ на крайне высоких частотах, соответствующих области НР (рис. 1). Площадь гистерезиса и потери энергии за цикл гистерезиса оцениваются аналитически. Форма ДМГ и нелинейная восприимчивость сильно зависят от величин постоянного и переменного полей, а также от динамических параметров намагниченности, например, влияние параметра инерции на форму ДМГ показано на рис. 1. Основные нелинейные эффекты (умножение частоты, появление субгармоник и др.), наблюдающиеся на частотах вблизи ферромагнитного резонанса, воспроизводятся в частотной области НР.

## Выводы

Разработанный подход может быть использован для практических приложений, например, для оценки разогрева магнитных частиц в сверхвысокочастотных полях и интерпретации сверхбыстрых процессов переключения в технике магнитной записи [1, 2]. Кроме того, сильные переменные поля приводят к появлению дополнительных резонансов на субчастотах НР, которые могут стать предметом отдельных экспериментальных исследований.



**Рис. 1.** Зависимость компонента намагниченности  $m(t) = \text{Re}[M_x(t)/M_0]$  от поля  $h(t) = \text{Re}[H_{ac}(t)/H_{ac}] = \cos \omega t$  на частоте  $\omega/\omega_A = 41$  (область НР) для  $\alpha = 0,02$ ,  $H_0/H_A = 1$ ,  $H_{ac}/H_A = 0,5$  и различных значений  $\tau$ . Угол наклона главной оси

$$\beta = 0,5 \arctan \left\{ 2\chi_{iX}^{(1)} / \left[ 1 - (\chi_{iX}^{(1)})^2 - (\chi_{iX}^{(1)})^2 \right] \right\}$$

Результаты могут быть обобщены на частицы с кубической и другими видами магнитокристаллической анизотропии, не обладающие циклической сим-

метрией, а также на случай стохастической динамики намагниченности (в условиях теплового шума) [6], которая широко исследовалась в литературе для неинерционного случая [1].

### Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№ 22-1-1-28-1).

### Литература

1. W. T. Coffey, Yu. P. Kalmykov, and S. V. Titov. Thermal Fluctuations and Relaxation Processes in Nanomagnets. World Scientific: Singapore, 2020.
2. Q. A. Pankhurst, et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. **42**. P. 224001 (2009).
3. R. Mondal, et al. // J. Magn. Magn. Mater. **579**. P. 170830 (2023).
4. K. Neeraj, et al. // Nat. Phys. **17**. P. 245 (2021).
5. V. Unikandanunni, et al. // Phys. Rev. Lett. **129**. P. 237201 (2022).
6. S. V. Titov, et al. // Phys. Rev. B. **103**. P. 144433 (2021).

# Киральные метаповерхности на основе массивов Со-наноспиралей, получаемые методом наклонного напыления

О. С. Трушин<sup>1,\*</sup>, И. С. Фаттахов<sup>1</sup>, А. А. Попов<sup>1</sup>, Л. А. Мазалецкий<sup>2,1</sup>, Р. А. Гайдукасов<sup>3</sup>, А. В. Мяконьких<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Ярославский филиал физико-технологического института им. К. А. Валиева РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007

<sup>2</sup>Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150000

<sup>3</sup>Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Москва

\*otrushin@gmail.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований киральных пленочных структур на основе массивов кобальтовых наноспиралей, получаемых методом наклонного напыления. Показано, что в условиях электронно-лучевого испарения на вращающуюся наклонную подложку формируется массив наноспиралей, закрученных в одну сторону. Изменяя скорость вращения подложки, можно изменять геометрические размеры наноспиралей (шаг спирали, радиус спирали). Полученная таким образом киральная метаповерхность демонстрирует выраженную асимметрию оптических характеристик при отражении света по отношению к правой и левой циркулярной поляризации.

## Введение

Оптические метаматериалы и технологии их получения находятся в фокусе внимания в современной научной литературе [1]. Возможность создания искусственных метаматериалов с уникальными оптическими характеристиками позволяет исследовать фундаментальные механизмы взаимодействия света с веществом и открывает широкие перспективы их практического применения. Такие структуры состоят из периодически расположенных на плоской подложке одинаковых геометрических форм (метаатомов) с типичными размерами, сравнимыми с длиной волны видимого света. Существенным свойством таких форм является нарушение зеркальной симметрии, что придает такой пленочной структуре свойство киральности. Это свойство проявляется в оптических явлениях в виде различного характера взаимодействия такого материала с право- и левоциркулярно поляризованным светом. При отражении от такой поверхности происходит изменение состояния поляризации и интенсивности света. Эти явления можно использовать для практических применений: при создании оптических фильтров, поляризаторов и сенсоров разного типа. Наиболее совершенные по форме и одинаковые по размерам наноструктуры получают методами нанолитографии и нанопечати. Однако высокая стоимость таких методов препятствует широкому практическому применению получаемых метаматериалов. В последние годы для получения киральных метаматериалов широко используется недорогой метод наклонного напыления с вращением подложки (GLAD) [2]. В рамках этого метода формирование массивов наноспиралей осуществляется в условиях электронно-лучевого испарения на наклонную подложку за счет эффекта затенения. Данный эффект состоит в том, что кристаллиты, получившие случайное преимущество в росте на начальных этапах напыления, в дальнейшем затеняют соседей, подавляя их рост. Тем самым в растущей пленке образуются поры и формируется массив отдельных наноструктур. Включение вращения подложки вокруг нормали к ее поверхности в процессе роста приводит к постепенному смещению области тени и формированию

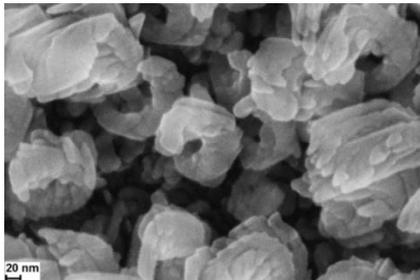
наноспиралей. При этом все наноспиралы синхронно закручены в одну сторону, что придает свойство киральности всей метаповерхности. Изменяя скорость вращения подложки, можно менять геометрические размеры наноспиралей (шаг спирали, радиус спирали и др.).

В настоящей работе эксперименты по напылению пленок кобальта на наклонную подложку проводили на установке электронно-лучевого испарения «Оратория-9». Условия напыления были следующие: базовый вакуум  $4 \cdot 10^{-6}$  Торр; напряжение электронного луча 8 кВ; ток 0,5 А. Пленки кобальта напылялись на подложку прямоугольной формы размером  $20 \times 15$  мм, изготовленной из стандартной пластины монокристаллического Si(001) со слоем термического окисла толщиной 300 нм. Подложка крепилась на держатель под наклоном к потоку напыляемого материала. Кроме того, держатель обеспечивал возможность вращения подложки с варьируемыми скоростями. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Скорость роста пленок варьировалась в зависимости от угла наклона подложки от 0,9 до 1,5 нм/с. Время напыления было одинаковым для всех образцов и составляло 5 мин. Полученные таким образом пленки далее подвергались различным видам анализов. Морфология и структура получаемых пленок была исследована методом сканирующей электронной микроскопии (SUPRA-40). Оптические характеристики измерялись на спектральном эллипсометре M-2000X (J. A. Woollam Co, USA) при угле падения  $65^\circ$ , в диапазоне длин волн 248–1000 нм.

## Результаты

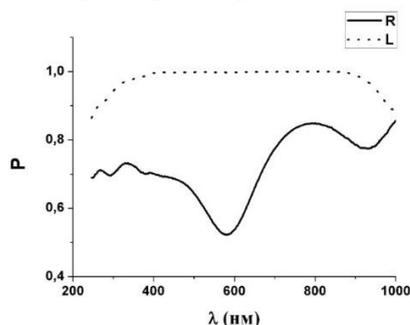
В результате проведенных ранее исследований было установлено, что оптимальные условия для наноструктурирования пленок кобальта реализуются при углах наклона подложки более  $80^\circ$  [2]. Оптимальными, в данном контексте, являются условия напыления, обеспечивающие наиболее четко выраженное наноструктурирование, когда пленка состоит из отдельных нановолокон, разделенных порами. Картина роста сильно изменится, если оставить тот же угол наклона подложки, но начать менять ее ори-

ентацию по отношению к падающему на нее потоку вещества. Для этого было включено вращение подложки. Картина роста пленки при скорости вращения подложки 0,3 об/мин и угле наклона 85° представлена на рис. 1.



**Рис. 1.** Микроскопическое изображение (вид сверху) наноструктурированной пленки Co/Si, полученной на скорости вращения подложки: 0,3 об/мин

Как видно из анализа этого рисунка, при включении вращения подложки в процессе роста пленки формируется массив наноспиралей (геликонов). При изменении скорости вращения изменяется шаг спирали и ее радиус. Все эти наноспиралы закручены в одну и ту же сторону, что приводит к нарушению симметрии в плоскости пленки по отношению к зеркальным отражениям. Это свойство получило название «киральность». Оптические характеристики получаемых образцов были исследованы методом эллипсометрии. Для каждого образца были проведены комплексные измерения векторов Стокса и рассчитаны элементы матрицы Мюллера [3]. По этим данным проводился анализ поляризационных свойств полученных структур. На рис. 2 представлены зависимости степени поляризации отраженного излучения для двух видов падающей циркулярно-поляризованной волны (правой и левой) от длины волны для образца, полученного при скорости вращения 0,3 об/мин.



**Рис. 2.** Зависимость степени поляризации отраженной волны от длины волны используемого излучения для двух видов падающих циркулярно-поляризованных волн (правой – R и левой – L) для образца, полученного на скорости вращения подложки 0,3 об/мин

Как видно из этого рисунка, степень поляризации по-разному изменяется при изменении длины волны для правой и левой поляризации для данного образца. Это может происходить в результате сдвига фазы при отражении или поглощения света металлическими наноструктурами. С другой стороны, для образцов, полученных при меньшей и большей скорости вращения (0,2 и 1,6 об/мин), зависимости степени поляризации от длины волны для двух видов поляризации мало отличаются. Таким образом, варьируя скорость вращения образца в процессе роста, можно изменять поляризационные свойства получаемой пленки.

## Выводы

Таким образом, в результате проведенных экспериментов установлено: при угле наклона подложки 85° и вращении подложки формируется массив наноспиралей. Варьируя скорость вращения, можно получать наноспиралы с разными геометрическими размерами (шаг закручивания, радиус спирали). Необходимо отметить, что все наноспиралы закручены в одну и ту же сторону, что придает пленке свойства киральности. Это, в частности, приводит к асимметрии оптических характеристик при отражении право- и левоциркулярно поляризованного света. Данная морфология может быть перспективной для применения в области наносенсорики, а также для создания оптически активных поверхностей.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках Государственных программ № FFNN-2022-0018 и № FFNN-2022-0019 Министерства науки и высшего образования России на оборудовании центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика микро- и наноструктур».

## Литература

1. J. K. Gansel, M. Thiel, M. S. Rill, M. Decker, K. Bade, V. Saile, G. Freymann, S. Linden, M. Wegener // *Science*. 2009. V. 325. P. 1513.
2. О. С. Трушин, И. С. Фаттахов, А. А. Попов, Л. А. Мазалецкий, А. А. Ломов, Д. М. Захаров, Р. А. Гайдукасов, А. В. Мяконьких, Л. А. Шендрикова // *ФТТ*. 2023. Т. 65, № 6. С. 996.
3. Н. Fujiwara. *Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications*. John Wiley & Sons, Ltd. 2007.

# Температурная зависимость спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит

Г. Д. Ульев<sup>1,2,\*</sup>, К. И. Константиан<sup>1</sup>, Г. А. Овсянников<sup>1</sup>, И. Е. Москаль<sup>1</sup>,  
А. В. Шадрин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>НИУ «Высшая школа экономики», физический факультет, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701

\*gdulev@edu.hse.ru

Представлены результаты экспериментального определения температурной зависимости зарядового тока, преобразуемого из-за обратного спинового эффекта Холла при генерации спинового тока, возникающего под воздействием СВЧ-облучения при ферромагнитном резонансе, а также коэффициента преобразования спинового тока в зарядовый – спиновый угла Холла  $\theta_{SH}$  в двухслойной гетероструктуре  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , эпитаксиально выращенной на подложке  $\text{NdGaO}_3$ . С целью определения спинового угла Холла из угловых зависимостей поперечного спинового магнетосопротивления в планарной холловской конфигурации проводились также измерения планарного холловского магнетосопротивления на отдельной пленке манганита  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

## Введение

Генерация чисто спинового тока  $I_S$  и методы его управления вызывают повышенный интерес [1]. В ряде работ показано, что использование тонких пленок иридата стронция  $\text{SrIrO}_3$ , обладающего высокой энергией спин-орбитального взаимодействия (СОВ), позволяет существенно повысить спиновый угол Холла  $\theta_{SH}$  (коэффициент преобразования спинового тока в зарядовый  $I_Q \sim I_S \cdot \theta_{SH}$ ) [2, 3]. Использование  $\text{SrIrO}_3$  в контактах с ферромагнетиком интересно для применений в устройствах спинтроники, магнитоэлектроники и магнитооптики. Важное значение для понимания механизмов генерации и детектирования спиного тока имеют температурные зависимости этих процессов, что важно также для решения прикладных задач при разработке новых магнитных материалов и устройств.

Одним из способов генерации спинового тока является метод спиновой накачки. В двуслойных системах спиновый ток возбуждается благодаря прецессии намагниченности в ферромагнетике  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  с помощью СВЧ-сигнала при ферромагнитном резонансе (ФМР) и затем детектируется благодаря обратному спиновому эффекту Холла в электропроводящем материале с высоким спин-орбитальным взаимодействием. Регистрируемый зарядовый ток в двухслойной тонкопленочной структуре по аналогии с работами [4, 5] имеет зависимость:  $I_Q \propto h_f^2 \theta_{SH} \lambda_{SD} \text{Re} g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ , где  $h_f$  – магнитная компонента спиновой СВЧ-накачки,  $\lambda_{SD}$  – длина спиновой диффузии в  $\text{SrIrO}_3$ ,  $\text{Re} g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  – реальная часть спиновой проводимости границы  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

## Методика

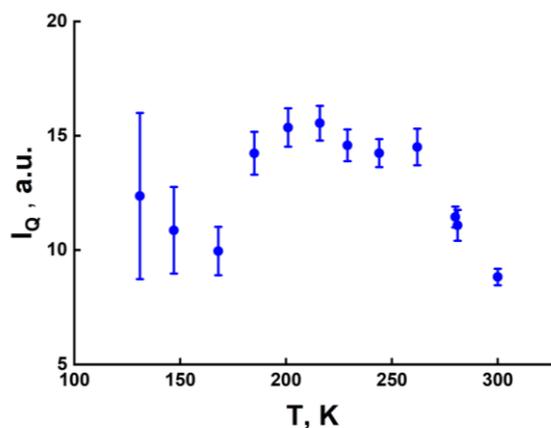
Зарядовый ток  $I_Q$  регистрировался путем измерения напряжения, возникающего в условиях ФМР на образце, имеющем форму полоски из гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , выращенной на  $\text{NdGaO}_3$  подложке, с металлическими Pt контактами. Исследуемый образец для задания СВЧ-магнитного поля размещался на микрополосковой линии, позволяющей проводить измерения в диапазоне частот  $f = 2\text{--}20$  ГГц. Измерения магнетосопротивления проводились

при задании магнитного поля в плоскости подложки. Измерялись как продольные, так и поперечные значения магнетосопротивления [2]. Тонкие пленки  $\text{SrIrO}_3$  (толщиной  $t_N$  единиц нм) и  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  (толщиной  $t_F$  – десятки нм) осаждались на монокристаллические подложки (110)( $\text{NdGaO}_3$ ) с помощью радиочастотного магнетронного распыления при высокой температуре в атмосфере кислорода. Наблюдался эпитаксиальный рост пленок «куб на куб»:  $(001)\text{SrIrO}_3 \parallel (001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel (110)\text{NdGaO}_3$  и  $[100]\text{SrIrO}_3 \parallel [100]\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel [001]\text{NdGaO}_3$ .

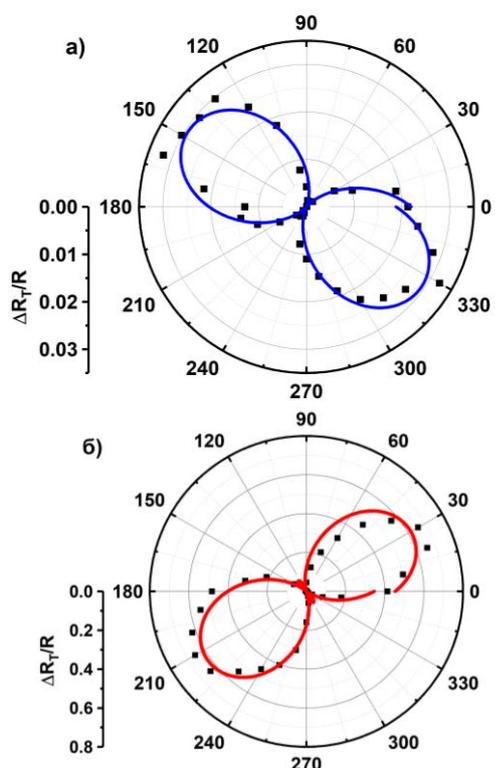
## Результаты

В результате серий измерений в режиме ФМР (спиновой накачки) была получена температурная зависимость зарядового тока  $I_Q(T)$  с поведением, близким к поведению намагниченности пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  в температурном интервале от 300 до 250 К. Однако падение на интервале от 200 до 120 К не объясняется одной лишь температурной зависимостью намагниченности и может быть связано с изменениями параметров спиновой длины диффузии  $\lambda_{SD}$  и спинового угла Холла  $\theta_{SH}$  (рис. 1). Увеличение величины ошибки измерений при  $T < 200$  К связано, скорее всего, с уширением линии ФМР, наблюдаемой в эксперименте. Экспериментальные данные со спиновой накачкой позволяют подтвердить наличие спинового тока, однако не дают ответа – какая часть  $I_S$  преобразуется в  $I_Q$ . Для оценки параметра  $\theta_{SH}$  использовались измерения спинового магнетосопротивления (СМС) [6]. Нормированные значения изменения СМС  $\Delta R/R$  ( $R$  – сопротивление в отсутствие магнитного поля) позволяют оценить спиновый угол Холла  $\Delta R/R \sim \theta_{SH}^2 \lambda_{SD} / t_N$  [2]. Вопрос – как зависят параметры  $\theta_{SH}$  и  $\lambda_{SD}$  от температуры – пока не имеет однозначного ответа, хотя рассматривался в ряде работ для структур из тяжелых металлов с СОВ и ферромагнетиков из железо-иттриевого граната и пермаллоя.

На рис. 2 показаны угловые зависимости поперечного магнетосопротивления  $\Delta R_T$  одиночной пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  и гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , из которых видно, что влияние планарного холловского магнетосопротивления (ПХМС) манганита на порядок меньше сигнала СМС.

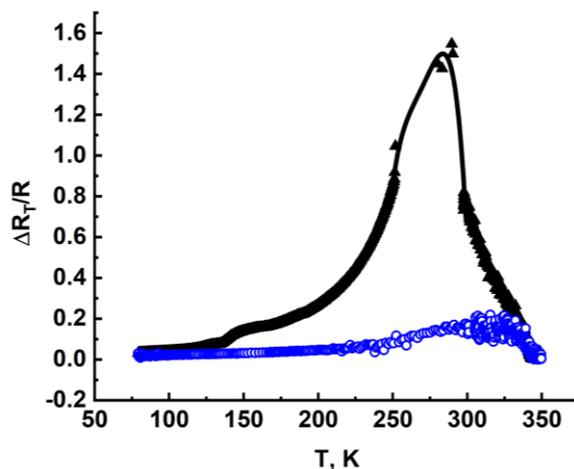


**Рис. 1.** Температурная зависимость амплитуды зарядового тока, возбужденного при помощи спиновой накачки в режиме ФМР на частоте 2,4 ГГц



**Рис. 2.** Угловые зависимости планарного поперечного магнетосопротивления: *a* – пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$   $t_F = 42$  нм; *b* – СМС гетероструктуры  $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  с  $t_N = 10$  нм и  $t_F = 42$  нм

Рисунок 3 иллюстрирует результаты температурных зависимостей СМС гетероструктуры и ПХМС манганита. Видно, что при низких температурах (77–120 К) ПХМС и СМС малы и малоотличимы. При  $T > 120$  К СМС существенно превосходит ПХМС. На интервале температур 250–280 К были зарегистрированы аномальные выбросы СМС, что требует более подробного исследования.



**Рис. 3.** Температурные зависимости амплитуд поперечного СМС (черные символы) гетероструктуры и ПХМС манганитной пленки (синие символы). Аппроксимационная зависимость СМС показана сплошной черной линией

## Выводы

Экспериментальные результаты по температурным зависимостям тока  $I_Q(T)$ , полученные из отклика обратного спинового эффекта Холла, обусловленного генерацией спинового тока в режиме спиновой накачки, показали рост с понижением температуры от комнатной до  $T = 250$  К примерно в 1,5 раза. При  $T < 200$  К, напротив, наблюдался спад, но ошибка измерений при низких  $T$  оказалась большой, скорее всего, из-за уширения линии ФМР. Температурные измерения СМС показали значительное превышение над ПХМС, причем на интервале 250–300 К наблюдался пик СМС, который сопровождался аномальными выбросами, требующими более подробного изучения.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00010).

## Литература

1. S. Maekawa, H. Adachi, K. Uchida, J. Ieda, E. Saitoh. // *J. Phys. Soc. of Japan*. 2013. V. 82. P. 102002.
2. H. Wang, K.-Y. Meng, P. Zhang, et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 232406.
3. G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian, V. A. Shmakov, et al. // *Phys. Rev. B*. 2023. V. 107. P. 144419.
4. O. Mosendz, V. Vlameck, J. E. Pearson, et al. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 82. P. 214403.
5. A. Azevedo, L. H. Vilela-Leao, et al. // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 83. P. 144402.
6. Y.-T. Chen, S. Takahashi, H. Nakayama, et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2016. V. 28. P. 103004.

# Спин-поляризованный ток в магнитных туннельных точечных наноконтактах с учетом градиентов электрохимических потенциалов

Н. Х. Усеинов<sup>1,\*</sup>, Н. С. Зайцев<sup>1</sup>, А. Н. Усеинов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики, Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

<sup>2</sup>National Yang-Ming Chiao-Tung University, Hsinchu, Taiwan ROC

\*nuseinov@mail.ru

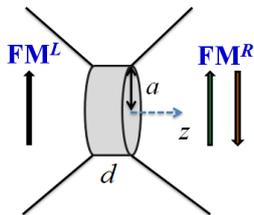
В работе исследуются свойства проводимости магнитных туннельных точечных наноконтактов с учетом градиентов электрохимических потенциалов на интерфейсе «ферромагнитный металл/диэлектрик». Выполнен расчет спин-поляризованных токов для произвольных соотношений между размерами наноконтакта и средними длинами свободного пробега электронов проводимости в условиях приложенного напряжения.

## Введение

Наше исследование посвящено расчету спин-поляризованного тока в магнитных точечных наноконтактах (спиновых клапанах), которые имеют структуру «ферромагнитный металл/диэлектрик (или нормальный металл)/ферромагнитный металл». Такие структуры называются магнитными туннельными контактами (МТК), в англоязычной версии – magnetic tunnel junctions (MTJs), и широко используются в современных наноразмерных устройствах спинтроники.

МТК обладает минимальным сопротивлением в случае параллельной (P) намагниченности сторон наноконтакта. Если же их намагниченности антипараллельны (AP), то ситуацию можно интерпретировать в рамках зонной теории как взаимную замену спиновых подзон в одном из магнитных доменов. В этом случае возникает дополнительное сопротивление, связанное с процессами взаимодействия спинов электронов с магнитными моментами атомов доменов, а также из-за неоднородности электрохимических потенциалов вблизи интерфейсов. Кроме того, наноразмерное поперечное сечение промежуточного слоя существенно влияет на проводимость МТК [1].

В наших расчетах МТК моделируется круговым диэлектриком (радиуса  $a$  и толщиной  $d$ ), соединяющим два однодоменных ферромагнитных металла (FM), например, левый  $FM^L$  и правый  $FM^R$ . Ось  $z$  цилиндрической системы координат направлена перпендикулярно плоскости диэлектрика и проведена через его центр (рис. 1).



**Рис. 1.** Схематическое изображение МТК двух ферромагнитных металлов: левого  $FM^L$  и правого  $FM^R$ . Толщина диэлектрического слоя  $d$ . Стрелки показывают P- и AP-направление намагниченностей FM-электродов

Расчет спин-поляризованного тока проводился в рамках квазиклассической теории для произвольного соотношения размера наноконтакта (его радиуса и толщины) и средних длин свободного пробега электронов проводимости в FM [1]. Исследуются спин-

поляризованные вольт-амперные характеристики как функции отношения его радиуса  $a$  наноконтакта к средней длине свободного пробега  $l$  электрона проводимости, эффективных масс электронов и приложенного напряжения.

## Спин-поляризованный ток МТК

Выражение для спин-поляризованного тока  $I_\alpha$ , проходящего вдоль оси  $z$  через МТК, получено на основе решений системы уравнений Больцмана для квазиклассических функций Грина и системы квантово-механических уравнений, определяющих коэффициенты прохождения электронов энергетического барьера с учетом приложенного напряжения  $V$ . В наиболее лаконичной форме выражение для  $I_\alpha$  можно записать в виде [1, 2]

$$I_\alpha^{P(AP)} = \frac{e^2 P_{F,\alpha,\min}^2 a^2 V}{2\pi\hbar^3} \int_0^\infty dk \frac{J_1^2(ka)}{k} F_\alpha^{P(AP)}(k), \quad (1)$$

где  $P_{F,\alpha,\min}$  – импульс Ферми, наименьший из импульсов  $P_{F,\alpha}^L, P_{F,\alpha}^R$ , контактирующих с  $FM^{L(R)}$ ;  $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$  – спиновый индекс;  $J_1(ka)$  – функция Бесселя первого порядка;  $k$  – волновой вектор, определяющий неоднородность плотности тока в плоскости контакта. Функция  $F_\alpha^{P(AP)}(k)$  под интегралом (1) представляет собой сумму трех слагаемых:

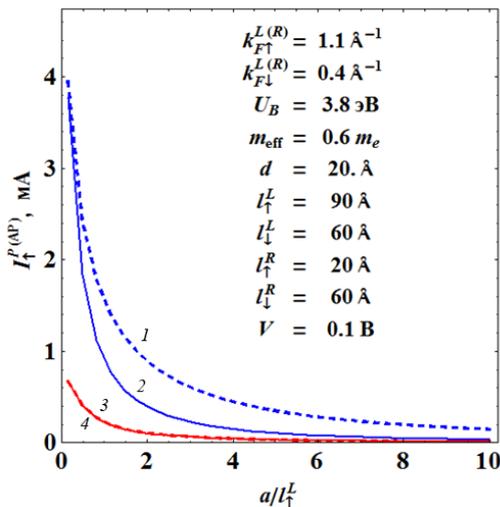
$$\langle \cos\theta_{L,\alpha} D_\alpha(\cos\theta_{L,\alpha}) \rangle + G_\alpha^{heter}(k) + G_\alpha^{grad}(k), \quad (2)$$

усредненных по телесному углу левой стороны контакта. Здесь  $D_\alpha$  – коэффициент прохождения туннельного барьера;  $\theta_{L,\alpha}$  – угол между осью  $z$  и направлением движения электрона к интерфейсу. Два других слагаемых,  $G_\alpha^{heter}(k)$  и  $G_\alpha^{grad}(k)$ , представляют собой суммы функциональных зависимостей и интегралов от коэффициентов прохождения  $D_\alpha$  и параметров  $P_{F,\alpha}^{L(R)}, I_\alpha^{L(R)}$ , где  $I_\alpha^{L(R)}$  – спин-зависимые длины свободного пробега. Процедуры вычисления и явный вид  $G_\alpha^{heter}(k)$  и  $G_\alpha^{grad}(k)$  показаны в работе [2]. Второе слагаемое  $G_\alpha^{heter}(k)$  используется для вы-

числения проводимости при неоднородном распределении тока в точечном наноконтакте. Третье слагаемое  $G_\alpha^{grad}(k)$  учитывает градиенты электрохимических потенциалов на границах слоев МТК.

### Вольт-амперные характеристики МТК

Туннельные спин-поляризованные токи, протекающие через МТК, существенно отличаются при Р- и АР-ориентации намагниченностей FM-слоев. На рис. 2 и 3 показаны вычисленные спин-поляризованные компоненты токов от электронов со спином вверх, которые, как показали расчеты, на несколько порядков превышают компоненты токов от электронов со спином вниз (на рис. 2 и 3 не показаны) при Р- и АР-ориентации намагниченностей FM-электродов.



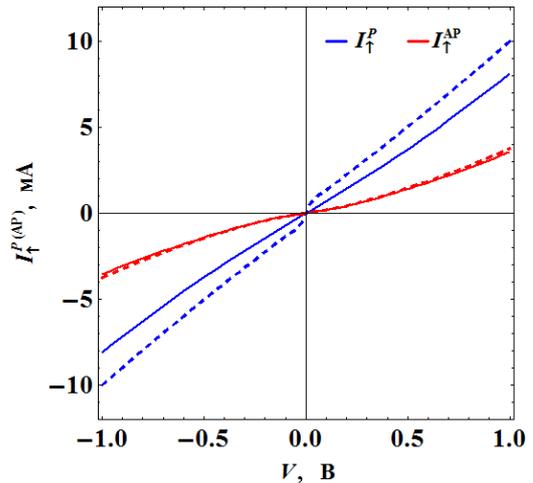
**Рис. 2.** Зависимости спин-поляризованного тока (со спином вверх) от отношения радиуса  $a$  МТК к длине свободного пробега электрона проводимости левого электрода  $\text{FM}^L$ . Штриховая кривая 1 вычислена с учетом градиентов электрохимических потенциалов, а сплошная кривая 2 без учета, при Р-ориентации намагниченностей электродов. Штриховая и сплошная (3 и 4) кривые получены с учетом и без учета градиентов при АР-ориентации

В поле рис. 2 показаны параметры и величина приложенного напряжения  $V = 0,1 \text{ В}$ , при которых рассчитывались спин-поляризованные компоненты токов от электронов со спином вверх. Здесь  $k_{F,\uparrow,\downarrow}^{L(R)}$  – волновые вектора, связанные с импульсами Ферми  $p_{F,\alpha}^{L(R)} = \hbar k_{F,\alpha}^{L(R)}$ ,  $U_B$  – высота энергетического барьера,  $m_{\text{eff}}$  – эффективная масса электронов в барьере, в единицах массы свободного электрона  $m_e$ .

Кривые на рис. 2 показывают, что в случае малых отношений  $a/l_\uparrow^L$ , соответствующих баллистическому транспорту электронов через МТК, зависимость  $I_\uparrow^P$  при Р-ориентации намагниченностей FM-слоев превышает  $I_\uparrow^{\text{AP}}$  при АР-ориентации. Штриховая кривая 1 вычислена с учетом градиентов электрохимических потенциалов, сплошная кривая 2 без учета при Р-ориентации намагниченностей FM-электродов. Одна-

ко при АР-ориентации намагниченностей FM – штриховая и сплошная (3 и 4) кривые, в масштабе рис. 2, почти совпадают.

На рис. 3 показаны рассчитанные вольт-амперные характеристики (ВАХ) токов от электронов со спином вверх. Видно, что учет градиентов электрохимических потенциалов (третье слагаемое в (2)) существенно увеличивает значение тока при Р-ориентации намагниченностей FM-электродов (штриховая кривая). Однако при АР-ориентации намагниченности FM-эффект этих градиентов незначителен (штриховая и сплошная (красные) линии).



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики МТК. Зависимости получены при отношении  $a/l_\uparrow^L = 1,22$ . Штриховые кривые вычислены с учетом градиентов электрохимических потенциалов, сплошные – без учета. Параметры расчета ВАХ соответствовали параметрам, показанным на рис. 2

Кроме того, отметим: более тщательные расчеты показывают, что в баллистическом случае, когда  $l_\alpha^{L(R)} > a$ , учет градиентов электрохимических потенциалов не приводит к существенным изменениям ВАХ, штриховые и сплошные линии совпадают.

### Выводы

Предложенная модель показывает, что МТК может выступать в качестве спинового фильтра в устройствах спинтроники. Метод расчета  $I_\alpha^{\text{P(AP)}}$  позволяет исследовать спин-поляризованную проводимость электронов через МТК в случае диффузного ( $l_\alpha < a$ ) и баллистического ( $l_\alpha > a$ ) транспорта. Учет градиентов электрохимических потенциалов позволяет приблизиться к промежуточному случаю, когда  $l_\alpha \sim a$ , и количественно представить зависимости тока от параметров МТК, наблюдаемых на эксперименте.

### Литература

1. A. Useinov, H.-H. Lin, N. Useinov, L. Tagirov // JMMM. 2020. V. 508. P. 166729.
2. Н. Х. Усеинов // Теоретическая и математическая физика. 2015. Т. 183. С. 301–311.

# Ферромагнитный резонанс в тулий-замещенных ферритах-гранатах

А. С. Федоров<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Демидов<sup>1</sup>, А. А. Федорова<sup>1,2</sup>, С. С. Сафонов<sup>1</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>, М. В. Логунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

\*fedorov.andrei@phystech.edu

Представлены результаты исследования ферромагнитного резонанса в монокристаллических пленках тулий-замещенных ферритов-гранатов. Исследования константы затухания, гиромагнитного отношения и других параметров проведены в широком диапазоне температур для пленок с различными замещениями ионов тулия в додекаэдрической и ионов железа в тетра- и октаэдрической подрешетках граната. Введение в состав граната ионов тулия приводит к значительному увеличению эффективного гиромагнитного отношения даже в случае отсутствия температур магнитной и спиновой компенсации ферримагнетика. Повышенное гиромагнитное отношение отличается стабильной величиной в широком диапазоне температур, что важно для обеспечения быстродействия устройств спинтроники.

## Введение

В последнее время тулий-замещенные ферриты-гранаты привлекают внимание как перспективный материал диэлектрической спинтроники [1–4], в том числе благодаря возможности вариации магнитных свойств гранатов: магнитные ионы находятся в трех подрешетках, связанных между собой антиферромагнитно [5, 6]. Например, эффективное гиромагнитное отношение в трехподрешеточных ферритах-гранатах можно в значительной степени изменять в соответствии с формулой Киттеля [5], варьируя состав граната:

$$\frac{\gamma_{eff}}{\gamma_{YIG}} = \frac{M_{Fe} + M_{RE}}{M_{Fe}}$$

Здесь  $\gamma_{eff}$  – эффективное гиромагнитное отношение для искомого феррита-граната,  $\gamma_{YIG}$  – гиромагнитное отношение для граната с немагнитными ионами иттрия в редкоземельной (додекаэдрической) подрешетке ( $YIG$ ,  $Y_3Fe_5O_{12}$ ),  $M_{Fe}$  – суммарная намагниченность железных (октаэдрической и тетраэдрической) подрешеток,  $M_{RE}$  – намагниченность редкоземельной подрешетки.

В данной работе представлены результаты исследования ферромагнитного резонанса в монокристаллических пленках с ионами тулия в додекаэдрической подрешетке и с разбавлением ионов железа в октаэдрической и тетраэдрической подрешетках немагнитными ионами галлия. Пленки толщиной в несколько микрон выращены на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с ориентацией (111). Введение в состав додекаэдрической подрешетки наряду с ионами тулия также ионов висмута способствует увеличению магнитооптических эффектов и константы одноосной анизотропии пленок.

## Методика и результаты

Спектры ферромагнитного резонанса пленок (рис. 1) исследованы на частоте 9,5 ГГц с помощью спектрометра Bruker ER-200 в широком диапазоне температур (рис. 2).

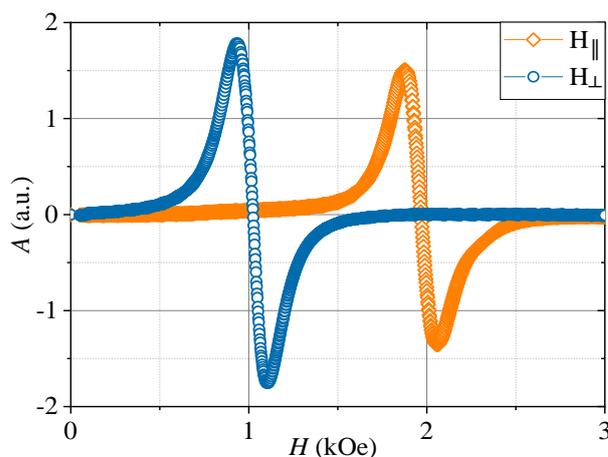
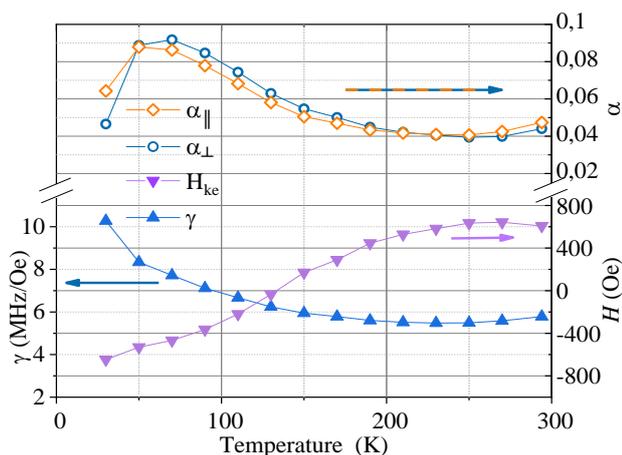


Рис. 1. ФМР Tm-замещенного феррита-граната при комнатной температуре (294 К) для направления внешнего постоянного поля  $H_{ext}$  параллельно ( $H_{\parallel}$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp}$ ) плоскости образца

Далее результаты приведены для пленки феррита-граната номинального состава  $Tm_2Bi_1Fe_{3,1}Ga_{1,9}O_{12}$ . Константа затухания Гильберта почти не зависит от направления внешнего постоянного магнитного поля  $H_{ext}$  (рис. 2), превышая соответствующие значения для феррита-граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  из-за повышенной диссипации, связанной с введением в состав граната ионов тулия.

Эффективное поле одноосной анизотропии  $H_{keff}$  изменяет знак при переходе через температуру  $\sim 130$  К: при  $T > 130$  К  $H_{keff} > 0$ , а при низких температурах становится отрицательным из-за существенно повышенного вклада додекаэдрической подрешетки в намагниченность феррита-граната (рис. 3): ее вклад становится доминирующим.

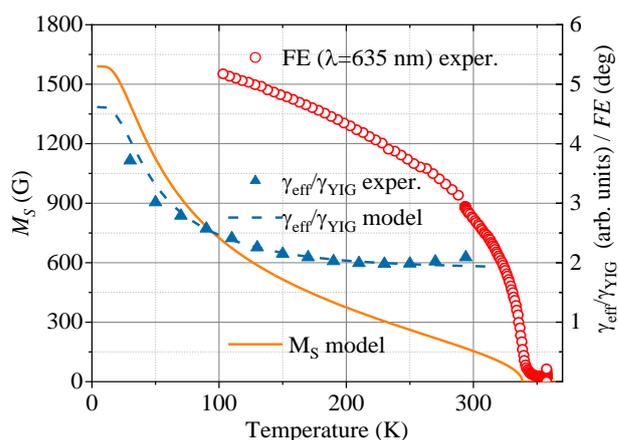
Интересно температурное поведение эффективного гиромагнитного отношения пленки. Несмотря на отсутствие для феррита-граната данного состава точек магнитной и спиновой компенсации, наблюдается повышенное гиромагнитное отношение (рис. 2, 3).



**Рис. 2.** Температурные зависимости константы затухания Гильберта  $\alpha$  (для направления внешнего постоянного поля  $H_{\text{ext}}$  параллельно ( $\parallel$ ) и перпендикулярно ( $\perp$ ) плоскости образца), эффективного гиромангнитного отношения  $\gamma_{\text{eff}}$  и эффективного поля одноосной анизотропии  $H_{\text{keff}}$  для монокристаллической пленки  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$

Гиромангнитное отношение тулий-замещенного феррита-граната, во-первых, в 2–4 раза превышает соответствующее значение для железо-иттриевого граната и, во-вторых, отличается высокой термостабильностью. Это результат баланса намагниченностей редкоземельной и железных подрешеток феррита-граната, а баланс, в свою очередь, сильно зависит от распределения магнитных ионов по подрешеткам граната. Проведенные расчеты намагниченности подрешеток (с учетом несимметричного распределения ионов галлия по октаэдрической к тетраэдрической подрешеткам) на базе теории молекулярного поля [6] и теории Киттеля [5] показали хорошее согласие с экспериментальными результатами (рис. 3). Скорость динамических процессов в магнетиках пропорциональна гиромангнитному отношению, и повышение гиромангнитного отношения рассматривается как один из основных факторов повышения быстродействия устройств спинтроники на базе магнитных материалов.

Для характеристики температурных зависимостей ферромагнетиков часто используют данные, полученные на базе магнитооптических эффектов. Считается, например, что эффект Фарадея пропорционален намагниченности материала. Для регистрации температурных зависимостей магнитооптических эффектов пленок (рис. 3) использовали модифицированный спектрометр Jasco J-1500. Температурные зависимости намагниченности насыщения и эффекта Фарадея существенно различаются (рис. 3), что связано с многоподрешеточной структурой феррита-граната, и в этом проявляется принципиальное отличие от магнитооптических эффектов в ферромагнетиках.



**Рис. 3.** Температурные зависимости намагниченности насыщения  $M_s$ , эффекта Фарадея FE и гиромангнитного отношения  $\gamma_{\text{eff}}$  пленки  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  относительно гиромангнитного отношения  $\gamma_{\text{YIG}}$  для граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . Выделены результаты экспериментальных измерений (exper) и расчетов (model) по модели молекулярного поля [6]

## Выводы

Таким образом, замещение ионов иттрия в додекаэдрической подрешетке граната ионами тулия приводит к значительному увеличению эффективного гиромангнитного отношения даже в случае отсутствия температур магнитной и спиновой компенсации ферромагнетика. Более того, повышенное гиромангнитное отношение отличается стабильной величиной в широком диапазоне температур, что может иметь важное значение при разработке быстродействующих устройств спинтроники.

Магнитооптический эффект Фарадея в пленках  $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  усиливается благодаря введению ионов висмута. В связи с многоподрешеточной структурой феррита-граната температурные зависимости намагниченности насыщения и эффекта Фарадея существенно различаются, в отличие от ферромагнетиков, где эффект Фарадея принято считать пропорциональным намагниченности материала.

## Литература

1. Caretta L., et al. // Nature Commun. 2020. **11**, 1090.
2. Blank T. G. H., et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. **127**, 037203.
3. Husain S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. **122**, 062403.
4. Blank T. G. H., et al. // Phys. Rev. B. 2023. **108**, 094439.
5. Kittel C. // Phys. Rev. 1959. **115**, 1587–1590.
6. Dionne G. F. Magnetic Oxides. Boston, MA : Springer US, 2009.

# Условия формирования зигзагообразно модулированной доменной структуры в пленках ферритов-гранатов

А. А. Федорова<sup>1,2,\*</sup>, А. С. Федоров<sup>1,2</sup>, С. С. Сафонов<sup>1</sup>, А. Г. Темиряев<sup>3</sup>,  
М. П. Темиряева<sup>3</sup>, С. А. Никитов<sup>1,2</sup>, М. В. Логунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7., Москва, 125009

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>3</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

\*danilova.aa@phystech.edu

Представлены результаты изучения условий формирования зигзагообразно модулированной полосовой доменной структуры и структуры в виде решетки гексагональных доменов в пленках ферритов-гранатов со слабой одноосной анизотропией. Проанализированы особенности доменов и условий перехода к модулированной структуре при изменении температуры и внешнего магнитного поля.

## Введение

В магнитных пленках с одноосной перпендикулярной анизотропией при отсутствии внешних полей равновесная доменная структура (ДС) обычно является лабиринтной или полосовой. Известно, что в ряде случаев ДС становится более сложной. Например, вдоль полосовых доменов могут наблюдаться периодические искажения [1–3]. Для спин-волновой электроники и магноники перспективным является применение доменных границ (ДГ) в качестве естественных волноводов спиновых волн [4]. При этом необходимо учитывать, что ДС может отличаться от простой полосовой и являться неоднородной (модулированной) по длине доменов и толщине пленок, что существенно повлияет на условия прохождения спиновых волн.

В данной работе представлены результаты изучения условий появления периодической зигзагообразной модулированной полосовой ДС и структуры в виде решетки гексагональных доменов в пленках ферритов-гранатов.

## Методика и результаты

Далее представлены результаты на примере монокристаллической пленки состава  $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  на подложке гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (111). Методом ФМР показано, что пленка имеет небольшую одноосную анизотропию с осью анизотропии, перпендикулярной плоскости пленки, что является типичным для пленок на базе железо-иттриевого граната – основного материала магноники.

Доменную структуру изучали с помощью поляризационно-оптической микроскопии (рис. 1), что позволило получить усредненную по толщине информацию о магнитной структуре прозрачных диэлектрических магнитных пленок. Более детально приповерхностную структуру доменных границ изучали методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) на базе микроскопа SmartSPM (AIST NT).

Применение изготовленных специальным образом зондов с малым магнитным моментом позволило получить магнитные изображения без искажений ДС

(рис. 2, справа), вызываемых обычно в магнитных материалах магнитным полем зонда (рис. 2, слева).

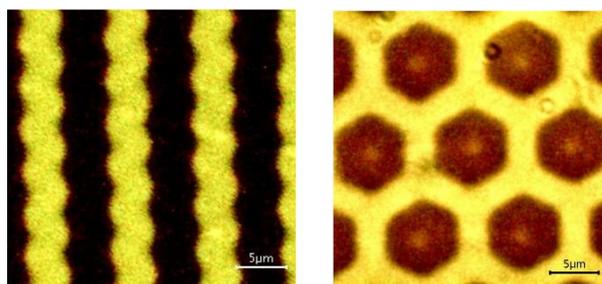


Рис. 1. Полосовая доменная структура и гексагональная решетка доменов. Поляризационная микроскопия

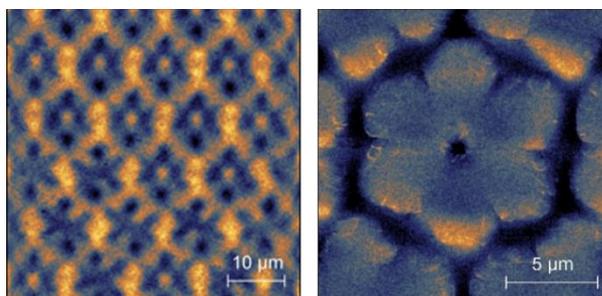


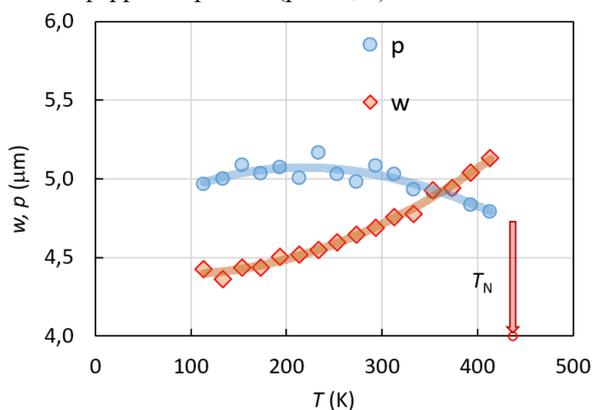
Рис. 2. Гексагональная решетка доменов. МСМ-изображения, использованы зонды с меньшим (слева) и большим магнитными моментами

Ранее показано, что из-за периодической модуляции геометрических параметров доменов в приповерхностном слое пленки формируются сложные структуры, включая образование несквозных доменов вдоль полосовых [3]. Эффект усложнения доменных структур ярко проявляется при исследовании решетки гексагональных доменов (рис. 1, 2). Для разбиения полосовой доменной структуры на решетку гексагональных доменов использовали импульсное магнитное поле либо нагрев пленки выше температуры Нееля с последующим остыванием в присутствии переменного магнитного поля. Обычно в пленках ферритов-гранатов при аналогичных условиях формируется решетка цилиндрических [5], а не гексагональных магнитных ДС.

Гексагональные домены имеют особенности и по внешней границе домена, и в центре домена. Эти

особенности имеют, видимо, не только приповерхностный характер (что фиксируется методом МСМ, см. рис. 2, справа), но и существенную глубину по толщине пленки, иначе они не были бы наблюдаемы с помощью поляризационно-оптической микроскопии (см. рис. 1, справа).

Далее рассмотрим количественные параметры зигзагообразно модулированной полосовой ДС в зависимости от внешних магнитных полей и температуры. Методы поляризационно-оптической микроскопии с использованием эффекта Фарадея и при одновременной фотометрической регистрации интегрального состояния пленки использовали для изучения ДС и петель гистерезиса пленок в диапазоне температур  $T = 95\text{--}500\text{ K}$ , вплоть до температуры Нееля пленки феррита-граната (рис. 3, 4).

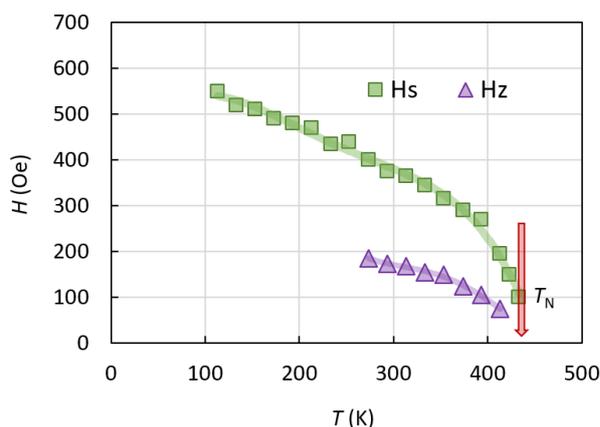


**Рис. 3.** Температурные зависимости ширины полосовых доменов  $w$  и периода модуляции по длине доменных границ  $p$

Период модуляции по длине ДГ  $p$  при низких температурах превышает ширину полосовых доменов  $w$  в пленке. При приближении к температуре Нееля, наоборот, ширина полосовых доменов становится больше периода модуляции (рис. 3). Таким образом, ширина полосовых доменов и период модуляции описываются различными зависимостями от температуры. В среднем период модуляции и ширина полосовых доменов примерно вдвое меньше толщины пленки.

Диапазон магнитных полей, соответствующих существованию зигзагообразной модуляции ширины полосовых доменов, меньше диапазона существования самих полосовых доменов во внешнем магнитном поле. При изменении температуры критическое поле исчезновения модуляции  $H_z$  по длине доменных границ остается примерно в два раза ниже поля насыщения  $H_s$  пленки феррита-граната (рис. 4).

Условия появления в исходной равновесной полосовой ДС приповерхностных квазигармонических (зигзагообразных, пилообразных в зависимости от внешних условий) искажений профиля ДГ рассматривались ранее (см. [1] и литературу там же). В качестве основного параметра, влияющего на формирование искажения полосовых доменов, рассматривается критическая толщина пленки.



**Рис. 4.** Температурные зависимости поля насыщения пленки  $H_s$  и поля исчезновения модуляции  $H_z$  по длине доменных границ

На основании регистрации параметров пленки и параметров модулированных структур (рис. 3, 4, а также по данным ФМР-спектроскопии) показано, что критическая толщина пленки в исследуемом диапазоне температур изменяется в диапазоне от 3 до 8 мкм при реальной толщине пленки 10 мкм. Таким образом, наблюдаемое существование модулированных структур в широком диапазоне температур не противоречит имеющимся моделям устойчивости полосовых доменных структур.

## Выводы

Показано, что ширина полосовых доменов и период модуляции доменов описываются различными температурными зависимостями. Диапазон полей существования зигзагообразно модулированной полосовой доменной структуры в два раза ниже поля насыщения пленки феррита-граната. Гексагональные домены, сформированные в той же пленке, имеют особенности и по внешней границе домена, и в центре домена. Эти особенности имеют существенную глубину по толщине пленки.

Полученные результаты важны при применении доменных границ в качестве естественных волноводов спиновых волн: доменная структура может являться неоднородной (модулированной) по длине доменов и толщине пленок, что существенно повлияет на условия прохождения спиновых волн.

## Литература

1. Г. В. Арзамасцева и др. // ЖЭТФ. 1998. **114**, 2089.
2. Ф. В. Лисовский и др. // Письма в ЖЭТФ. 2012. **96**, 665.
3. Е. А. Мамонов и др. // ЖЭТФ. 2023. **163**, 41–49.
4. D. Petti et al. // Phys. D : Appl. Phys. **55**(29), 293003 (2022).
5. В. А. Боков. Физика магнетиков / В. А. Боков. ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН. Санкт-Петербург : Невский диалект, 2002.

# Спектр ферромагнитного резонанса в трехслойной ферромагнитной наночастице

И. А. Федотов\*, Е. В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*fedotov@ipmras.ru

В работе при помощи численного моделирования исследовано распределение намагниченности в круглой частице диаметром 250 нм, состоящей из трех слоев Co толщиной 12, 4 и 12 нм, разделенных диэлектрической прослойкой толщиной 2 нм. Получено, что в зависимости от величины приложенного внешнего магнитного поля реализуются спиральное состояние, антиферромагнитное и ферромагнитное упорядочение, а также состояние с деформированной спиралью. Проведено моделирование спектров ферромагнитного резонанса. Результаты численного моделирования показывают, что спектры ФМР для данной системы существенно перестраиваются при приложении внешнего магнитного поля.

## Введение

В связи с развитием миниатюрных генераторов высокочастотного излучения, называемых спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО), активно ведутся исследования, направленные на увеличение генерируемой ими мощности. В настоящее время одним из самых удачных СТНО является система, в которой используется гиротропная мода колебаний магнитного вихря. Достигнутая мощность микроволнового сигнала составляла порядка 1 мкВт, а спектральная ширина линии – несколько сотен килогерц [1].

Одним из способов увеличения мощности отдельного СТНО может быть переход от вихревого распределения намагниченности в свободном ферромагнитном слое к неколлинеарному спиральному распределению магнитных моментов. Поэтому одним из актуальных направлений является исследование возможности когерентного вращения магнитных спиралей при протекании тока [2]. Иными словами, в силу большой амплитуды изменения плоскостной компоненты намагниченности при вращении магнитной спирали, такие когерентные колебания могут стать альтернативой гиротропной моде колебаний магнитного вихря в спин-трансферных наноосцилляторах.

Создание пленок со спиральным распределением намагниченности при комнатной температуре является нетривиальной технологической задачей. Не менее сложной задачей является диагностика магнитных состояний в многослойных наноструктурах. Помимо уже применяемых методов для исследования магнитного распределения в многослойных магнитных наночастицах [3, 4], еще одним перспективным методом может быть метод магнитно-силовой резонансной микроскопии. Однако для проведения исследований при помощи данной методики должен быть проведен предварительный теоретический анализ реализуемых резонансных мод в трехслойной ферромагнитной наночастице.

В настоящей работе проведены исследования равновесного распределения и динамики намагниченности в трехслойных ферромагнитных наночастицах. Теоретический анализ проводился как аналитически, так и посредством микромагнитного моделирования при помощи программного пакета MuMax3 [5].

## Результаты

Аналитические расчеты, основанные на минимизации магнитостатической энергии в трехслойной частице, хорошо согласуются с результатами микромагнитного моделирования с помощью программного пакета MuMax3 [5]. Результаты микромагнитного моделирования для системы, состоящей из трех частиц Co толщинами 12, 4 и 12 нм, разделенных прослойкой 2 нм. Для исследования реализуемых состояний производилось моделирование процесса перемагничивания указанной частицы. Согласно полученным результатам, в нулевом внешнем магнитном поле реализуется спиральное состояние, при величине поля 550 Э наблюдалось антиферромагнитное упорядочение, при 920 Э – ферромагнитное. Результаты моделирования приведены на рис. 1.

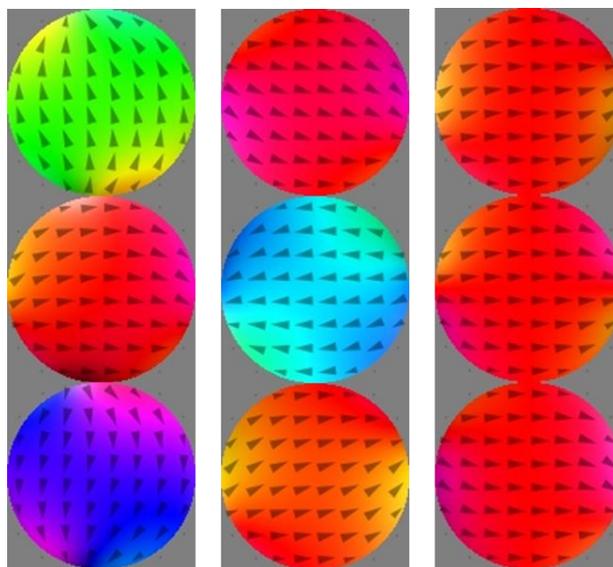


Рис. 1. Результаты расчетов равновесных состояний при помощи микромагнитного моделирования с помощью программного пакета MuMax3 (левый рисунок – неколлинеарное спиральное состояние, средний рисунок – антиферромагнитное состояние, правый рисунок – ферромагнитное состояние)

В расчетах использовались следующие материальные параметры пермаллоя: намагниченность в насыщении  $M = 800$  кА/м, обменная константа  $J = 13 \times 10^{-12}$  Дж/м, параметр затухания  $\alpha = 0,01$ . Для микромагнитных расчетов использовалась прямо-

угольная сетка размером  $512 \times 512 \times 1$  узлов. Размер ячейки составлял  $2 \times 2 \times 2$  нм.

Для применения МРСМ для диагностики магнитных состояний должен быть проведен предварительный анализ реализуемых мод собственных колебаний в трехслойной ферромагнитной наночастице. Для этого был проведен расчет методом микромагнитного моделирования при помощи программного пакета MuMax3 (рис. 2).

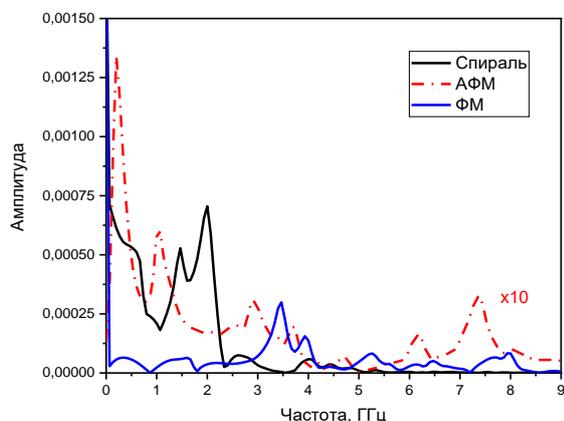


Рис. 2. Результаты микромагнитного моделирования перестройки спектров МРСМ

Моделирование спектра производилось для спирального, ферромагнитного и антиферромагнитного состояний. Как видно из приведенных результатов, в зависимости от состояния наблюдается различное количество резонансных пиков на спектре.

## Выводы

При помощи микромагнитного моделирования показано, что в ферромагнитной многослойной наночастице возможна реализация спирального состояния в результате магнитостатического взаимодействия. Также показано, что в зависимости от реализуемых состояний происходит изменение спектра собственных колебаний.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021).

## Литература

1. К. А. Звездин, Е. Г. Екомасов. Спиновые токи и нелинейная динамика вихревых спин-трансферных наноосцилляторов // *Физика металлов и металловедение*. 2022. Т. 3, № 3. С. 219–239.
2. А. А. Фраерман. Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной наночастице и ее вращение электрическим током // *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 118, № 7. С. 533–537.
3. A. A. Fraerman et al. Magnetic force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets // *Journal of Applied Physics*. 2008. V. 103, no. 7.
4. С. Н. Вдовичев и др. Магнитосопротивление и неколлинеарные состояния многослойных ферромагнитных наночастиц // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т. 94, № 5. С. 418–421.
5. Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, Bartel Van Waeyenberge. The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances*. 2014. V. 4. P. 107133.

# Анизотропия магнитных характеристик композита на основе аморфных микропроводов

Ф. А. Федулов\*, Д. В. Савельев, В. И. Мусатов, Л. Ю. Фетисов, Д. А. Бурдин, Ю. К. Фетисов

МИРЭА – Российский технологический университет, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454

\*ostsilograf@ya.ru

В работе исследована анизотропия магнитных характеристик магнитоэлектрического волоконного композита (МВК) на основе аморфных микропроводов и ее влияние на магнитоэлектрический (МЭ) эффект в гибкой композитной гетероструктуре «МВК-пъезополимер». МВК представляет собой набор микропроводов в стеклянной оболочке из аморфного сплава FeCoSiB с высокой магнитоэлектрической, уложенных в один слой параллельно друг к другу и помещенных в полимерную матрицу. Особенностью МВК является сильная анизотропия магнитных свойств в плоскости, возникающая из-за эффектов размагничивания в микропроводах.

## Введение

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в композитных гетероструктурах, содержащих механически связанные ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, реализуют взаимное преобразование магнитных полей в электрические и служат основой для создания различных компонентов электроники.

В настоящее время улучшение характеристик и расширение функциональных возможностей МЭ-устройств происходит преимущественно благодаря использованию новых ФМ- и ПЭ-материалов. Примером может служить использование в МЭ-структурах пьезоволоконных композитов (ПВК), разработанных компанией Smart Materials (Дрезден, Германия) [1]. ПВК представляет собой набор пьезоэлектрических волокон с характерным поперечным размером 50–200 мкм, уложенных параллельно друг другу в один слой в полиамидной матрице [2].

По аналогии с ПВК в работе предложено использование в качестве ФМ-слоев МЭ-гетероструктур нового материала – магнитоэлектрического волоконного композита (МВК) [3]. МВК представляет собой совокупность волокон магнитоэлектрического материала, расположенных параллельно друг другу в один слой в полимерной матрице. МВК продемонстрировал сильную намагниченность в плоскости и магнитоэлектрическую анизотропию из-за эффектов размагничивания.

## Технология создания образцов

МВК был изготовлен с использованием микропроводов, производимых ELIRI (Кишинев, Молдова). Микропровода имели круглое сечение с сердечником из аморфного сплава FeCoSiB (сплав № 3273) диаметром  $d_f = 56,5$  мкм, покрытого стеклянной оболочкой с наружным диаметром  $d_g = 71,8$  мкм. Провода были уложены в один слой близко друг к другу и помещены в матрицу из эпоксидного клея. Матрицу полимеризовали в течение 24 часов при комнатной температуре. Образец имел размеры в плоскости  $15 \times 13$  мм и толщину  $d_m = 0,125$  мм. Схематическое изображение поперечного сечения МВК показано на рис. 1, а, а изображение поверхности МВК показано на рис. 1, б.

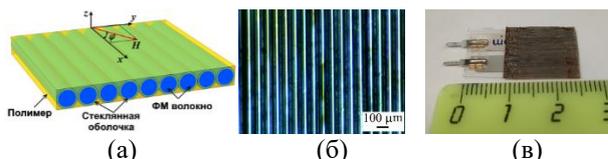


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного сечения МВК (а), фотография участка поверхности МВК (б), фотография композитной гетероструктуры МВК-ПВДФ (в)

Затем была изготовлена двухслойная композитная гетероструктура, содержащая описанный МВК и гибкий пьезоэлектрический преобразователь на основе пьезополимера ПВДФ LDTO-028K (TE Connectivity, Швеция). Электрическое напряжение, генерируемое за счет МЭ-эффекта, измеряли на электродах пьезопреобразователя. Внешний вид изготовленной гетероструктуры показан на рис. 1, в. Гетероструктуру жестко закрепляли одним концом на массивном основании для возбуждения изгибных колебаний.

## Результаты

На рис. 2, а представлены кривые намагничивания  $M(H)$  образца МВК. При намагничивании МВК в плоскости вдоль оси ( $\varphi = 0^\circ$ ), поперек оси проводов ( $\varphi = 90^\circ$ ) и перпендикулярно плоскости проводов поле насыщения составляло  $H_{S1} \approx 0,6$  кЭ,  $H_{S2} \approx 6$  кЭ и  $H_{S3} \approx 9$  кЭ при неизменной намагниченности насыщения  $M_S \approx 125$  эме/см<sup>3</sup>.

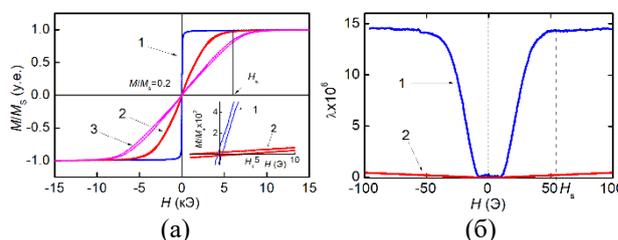
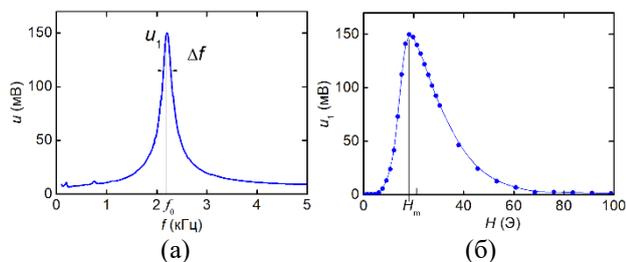


Рис. 2. Кривые намагничивания МВК для ориентаций постоянного поля  $H$  в плоскости вдоль (кривая 1), поперек (кривая 2) оси микропровода или перпендикулярно плоскости (кривая 3). На вставке показаны зависимости 1 и 2 в области слабых полей (а). Зависимость магнитоэлектричества  $\lambda$  от поля  $H$  при намагниченности МВК в плоскости вдоль (кривая 1) и поперек (кривая 2) оси микропровода (б)

На вставке к рис. 2, а показаны плоские кривые намагничивания МВК в области слабых полей  $H < 10$  Э в более крупном масштабе. Для обоих направ-

лений поля на кривых наблюдался гистерезис. При намагничивании МВК вдоль оси провода коэрцитивная сила не превышала  $H_{cx} \approx 0,25$  Э, а при намагничивании поперек оси –  $H_{cy} \approx 4$  Э.

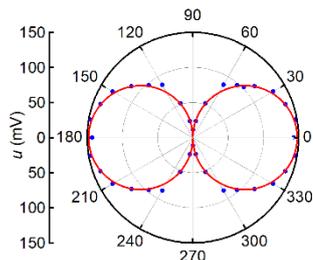
На рис. 2, б представлены зависимости магнитострикции МВК от постоянного поля  $H$ . Поле прикладывали в плоскости композита вдоль ( $\varphi = 0^\circ$ ) и поперек ( $\varphi = 90^\circ$ ) оси микропроводов. В обоих случаях ось тензорезистора была направлена вдоль поля. При намагничивании МВК вдоль оси провода магнитострикция достигала насыщения  $\lambda_s \approx 14,3 \cdot 10^{-6}$  в поле  $H_s \approx 60$  Э.



**Рис. 3.** Зависимость МЭ-напряжения  $u$  от частоты поля возбуждения  $f$  для гетероструктуры МВК-ПВДФ при  $h = 2,2$  Э и  $H = 18,2$  Э (а). Зависимость МЭ-напряжения  $u_1$  на резонансной частоте  $f_0$  от постоянного поля  $H$  для гетероструктуры МВК-ПВДФ при  $h = 2,2$  Э (б)

На рис. 3, а представлена измеренная зависимость амплитуды напряжения  $u$ , генерируемого структурой МВК-ПВДФ, от частоты  $f$  возбуждающего поля с амплитудой  $h = 2,2$  Э и постоянного магнитного поля в плоскости вдоль проводов  $H = 18,2$  Э при прямом МЭ-эффекте. Виден резонансный пик вблизи частоты  $f_0 = 2,21$  кГц, с амплитудой  $u_1 \approx 150$  мВ и добротностью  $Q = 12$ , соответствующий возбуждению основной моды изгибных колебаний структуры.

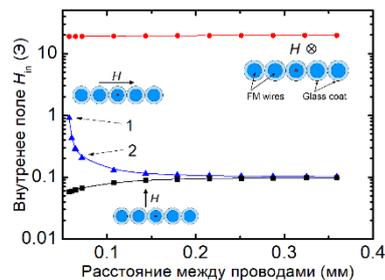
На рис. 3, б представлена зависимость амплитуды резонансного пика  $u_1$  от постоянного поля  $H$  также при  $h = 2,2$  Э. Видно, что  $u_1$  достигает максимума при оптимальном поле  $H_m \approx 18,2$  Э, а затем постепенно уменьшается по мере насыщения МВК.



**Рис. 4.** Зависимость МЭ-напряжения  $u_1$  от ориентации постоянного поля  $H$  относительно оси проводов при  $H_m$  и  $h = 2,2$  Э

На рис. 4 показана измеренная зависимость напряжения  $u_1$  от ориентации магнитного поля  $H$  относительно оси проводов МВК. Когда поле направлено вдоль оси волокна ( $\varphi = 0^\circ, 180^\circ$ ), напряжение максимально, и падает почти до нуля, когда поле перпендикулярно оси волокна ( $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ ). Зависимость  $u_1(\varphi)$  демонстрирует сильную анизотропию МЭ-эффекта в гетероструктуре.

Магнитной анизотропией в плоскости МВК можно управлять, изменяя расстояние между проводами. Увеличение расстояния приводит к уменьшению диполь-дипольного взаимодействия между ближайшими проводами и увеличению размагничивающих факторов. В качестве иллюстрации на рис. 5 представлена зависимость напряженности внутреннего магнитного поля  $H_{in}$  от расстояния между центрами соседних проводов для МВК, намагниченного в поперечном, продольном и перпендикулярном плоскости МВК направлении полем  $H = 20$  Э.



**Рис. 5.** Зависимость внутреннего поля  $H_{in}$  внутри МВК от расстояния между микропроводами при  $H = 20$  Э

Модельный расчет проводили в COMSOL Multiphysics для проводов бесконечной длины со значениями параметров  $d_f = 56,5$  мкм,  $d_g = 71,8$  мкм. При намагничивании вдоль длина проводов составляла 13 мм. Точки «1» и «2» соответствуют расположению проводов вплотную друг к другу без и при наличии стеклянной оболочки соответственно. Видно, что при изменении расстояния между центрами микропроводов в  $\sim 4$  раза  $H_{in}$  уменьшается в  $\sim 10$  раз. При больших расстояниях между проводами диполь-дипольное взаимодействие практически не влияет на величину  $H_{in}$ .

## Выводы

Показано, что МВК демонстрирует сильную магнитную анизотропию в плоскости вследствие эффектов размагничивания в отдельных микропроводах. В гетероструктуре «МВК-пъезополимер» обнаружен резонансный прямой МЭ-эффект, обладающий сильной анизотропией, что приводит к зависимости МЭ-характеристик от ориентации магнитных полей в плоскости гетероструктуры. Наблюдаемые МЭ-эффекты могут быть использованы для создания магнитных датчиков и других электронных устройств, чувствительных к ориентации магнитных полей.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-15-2022-1131).

## Литература

1. <https://www.smart-material.com/> (доступ 15.01.2024).
2. S. Scheffler, P. Poulin // ACS Appl. Mater. Inter-faces. 2022. V. 14. P. 16961–16982.
3. Y. Fetisov, D. Chashin, D. Saveliev, L. Fetisov, M. Shamonin // Materials. 2019. V. 12(19). 3228.

# Влияние структурно-композиционных факторов на структурное состояние и гистерезисные свойства пленок типа CrMn/ферромагнетик

А. А. Фещенко<sup>1,\*</sup>, М. Е. Москалев<sup>1</sup>, С. В. Северова<sup>1</sup>, А. Н. Горьковенко<sup>1</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>1</sup>, А. А. Юшков<sup>1</sup>, Е. А. Кравцов<sup>2</sup>, В. О. Васьковский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. первого президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219

\*a.a.feshchenko@urfu.ru

В работе рассмотрено влияние структурно-композиционных факторов, а именно толщины антиферромагнитного слоя, его состава, использования различных ферромагнитных слоев, на структурные и гистерезисные свойства пленок подложка/Ta(5нм)/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>(Lнм)/FM(10нм)/Ta(5нм) (где FM= Fe, Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>, Fe<sub>10</sub>Co<sub>90</sub>, Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>V<sub>20</sub>). Показано, что для реализации обменного смещения в пленках с различными ферромагнитными слоями необходима различная толщина слоя Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>. При этом, по-видимому, с увеличением толщины антиферромагнетика изменяется только высота антиферромагнитных кристаллитов.

## Введение

В качестве функциональных сред многих устройств спинтроники и магниторезистивной оперативной памяти (MRAM) используют слоистые структуры типа ферро-/антиферромагнетик [1]. В таких средах происходит закрепление магнитного момента в прилежащем ферромагнитном слое посредством эффекта обменного смещения, заключающегося в сдвиге петли магнитного гистерезиса ферромагнитного слоя на величину  $H_{ex}$ . Для наиболее эффективного использования таких слоистых структур антиферромагнетик должен обладать высокой температурой блокировки, при которой пропадает обменное смещение петли гистерезиса, хорошей коррозионной стойкостью и высоким удельным электросопротивлением [2]. К числу перспективных антиферромагнитных материалов относится бинарный сплав Cr-Mn.

Предыдущие исследования [3] показывают, что, по-видимому, для Cr-Mn характерна относительно низкая константа анизотропии. Компенсировать это можно, увеличив объем антиферромагнитных кристаллитов, дающих вклад в поле обменного смещения  $H_{ex}$ . Поэтому отдельный интерес представляет толщина зависимость поля обменного смещения пленок. По-разному эффект обменного смещения может проявляться и в структурах с использованием различных ферромагнитных слоев, из-за их различной кристаллической структуры, намагниченности и величины межслойного обменного взаимодействия.

Исследуемые образцы представляли собой серии тонких пленок с общей конфигурацией подложка/Ta(5нм)/Cr<sub>100-x</sub>Mn<sub>x</sub>(Lнм)/FM(10нм)/Ta(5нм), полученные методом магнетронного распыления однокомпонентных и сплавных мишеней на покровные стекла Corning. В качестве ферромагнитного слоя были выбраны Fe и сплавы Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>, Fe<sub>10</sub>Co<sub>90</sub>, Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>V<sub>20</sub> с различной кристаллической решеткой. В процессе получения пленок в широких пределах варьировалась толщина  $L$  антиферромагнитного слоя. Для исследования магнитных свойств пленок использовались Керр-магнитометр EvicoMagnetics и измерительный комплекс PPMS DynaCool 9T Quantum Design. Для аттестации кристаллической структуры пленок использовался рентгеновский дифрактометр

PANalytical Empyrean series 2 в излучении Co K $\alpha$  и просвечивающий электронный микроскоп JEOL 2100.

## Результаты

На рис. 1 представлены зависимости  $H_{ex}(L)$  для пленок с ферромагнитными слоями Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>, Fe, Fe<sub>10</sub>Co<sub>90</sub> и Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>V<sub>20</sub>. Оказалось, что для реализации обменного смещения в пленках с различными ферромагнитными слоями необходима различная толщина антиферромагнетика Cr-Mn.

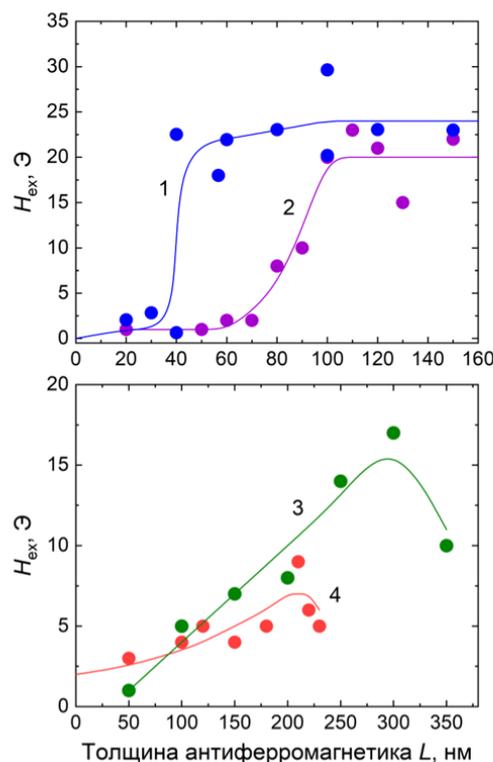


Рис. 1. Зависимости  $H_{ex}(L)$  для пленок с ферромагнитными слоями Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> (кривая 1), Fe (кривая 2), Fe<sub>10</sub>Co<sub>90</sub> (кривая 3) и Fe<sub>40</sub>Co<sub>40</sub>V<sub>20</sub> (кривая 4)

В зависимости от выбранного ферромагнетика в пленках наблюдается различный уровень  $H_{ex}$  и  $H_c$ . Для Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> при толщине слоя Cr-Mn  $L \approx 40$  нм значение  $H_{ex}$  составляет 20–25 Э (кривая 1), в то время

как для пленок со слоем  $\text{Fe}_{10}\text{Co}_{90}$  реализации  $H_{\text{ex}} \approx 15 \text{ Э}$  необходима толщина  $L \approx 300 \text{ нм}$  (кривая 3).

Методом просвечивающей электронной микроскопии были исследованы пленки  $\text{Ta}(5\text{нм})/\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x(L_{\text{нм}})/\text{Ta}(5\text{нм})$  с различной толщиной антиферромагнитного слоя  $L \leq 100 \text{ нм}$ . Латеральный размер антиферромагнитных кристаллитов с увеличением толщины пленок практически не изменяется и составляет порядка 20 нм. С увеличением толщины антиферромагнитного слоя до оптимального значения для конкретной системы в пленках проявляется эффект обменного смещения. Это, вероятно, приводит к изменению энергии анизотропии вследствие увеличения высоты антиферромагнитных кристаллитов с увеличением толщины слоя  $\text{Cr}_{100-x}\text{Mn}_x$ .

### Выводы

Результаты показывают, что для реализации обменного смещения в пленках с различными ферромагнитными слоями необходима различная толщина

антиферромагнетика Cr-Mn. Причиной этого может быть различие интерфейсного обменного взаимодействия между различными материалами. Результаты данного эксперимента позволяют заключить, что наилучшим выбором для применения в структурах с антиферромагнитным слоем Cr-Mn является ферромагнитный слой пермаллоя.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ 2023 0020.

### Литература

1. E. V. Gomonay, V. M. Loktev // *Low Temperature Phys.* 2014. V. 40, no. 1. P. 17–35.
2. K. O'Grady et al. // *Journal of Applied Physics.* 2020. V. 128, no. 4.
3. А. А. Фещенко и др. // *Физика металлов и металловедение.* 2023. Т. 124, № 9. С. 1–8.

# Влияние сингулярностей ван Хова на спиновую накачку магнитоэлектрическими волнами в структурах YIG/Pt

Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>,  
В. К. Сахаров<sup>1,2</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, Ю. В. Хивинцев<sup>1,2,\*</sup>, Ю. А. Филимонов<sup>1,2,\*</sup>,  
С. А. Никитов<sup>2,3</sup>, А. Khitun<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 38, Санкт-Петербург, 410032

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009

<sup>4</sup>Department of Electrical and Computer Engineering, University of California -Riverside, Riverside, California, USA 92521

\*yuri.a.filimonov@gmail.com

Рассмотрены эффекты спиновой накачки бегущими магнитоэлектрическими волнами (МЭВ) в структурах YIG/Pt, где в качестве магнитного диэлектрика рассматриваются одиночные, обменно-связанные пленки а также магнетонные кристаллы на основе эпитаксиальных пленок YIG. Показана связь между эффективностью транспорта спинового тока через интерфейс, в качестве которой используется величина ЭДС с помощью обратного спинового эффекта Холла, и сингулярностями ван Хова в плотности состояний спиновых волн. Увеличение эффективности спиновой накачки обусловлено увеличением эффективности электрон-магнетонного рассеяния на частотах сингулярности ван Хова. Полученные результаты открывают новый подход к созданию спинтронных структур с эффективной накачкой спинового тока распространяющимися спиновыми волнами.

## Введение

Перенос углового момента в магнитных многослойных структурах играет центральную роль в физике и устройствах спинтроники. При этом особый интерес с точки зрения создания энергоэффективных устройств представляют структуры на основе магнитных диэлектриков и металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (как правило, это структуры на основе пленок железиттриевого граната (YIG) и платины (Pt)), где токи углового момента или спиновые токи переносятся спиновыми волнами (СВ) или магнонами.

Переносимый через единичную поверхность интерфейса YIG/Pt спиновый ток  $J_s$  определяется различием в отражательной способности интерфейса по отношению к электронам с противоположными ориентациями спина при процессах электрон-магнетонного рассеяния. Величина  $J_s$  пропорциональна числу каналов рассеяния, которое характеризуется числом обменно-связанных с электронами Pt магнитных ионов Fe на поверхности YIG. С другой стороны, величина  $J_s$  отражает интенсивность процессов электрон-магнетонного рассеяния в каждом из каналов и определяется параметрами взаимодействующих электронной и магнетонной подсистем. В рамках подхода к описанию электрон-магнетонного рассеяния в структурах YIG/Pt, основанном на sd-модели, показано [1], что одним из параметров магнетонной подсистемы, определяющим спиновый ток через интерфейс  $J_s$ , является плотность состояний (ПС) в спектре спиновых волн  $\rho(\omega)$ :

$$J_s \sim \int \Omega(\omega) \cdot \rho(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где  $\Omega(\omega)$  содержит статистический фактор, характеризующий распределение магнонов и электронов, и информацию о скоростях неупругих переходов с участием возбужденных магнонов на частоте  $\omega$ . В экспе-

риментах по спиновой накачке когерентными СВ связь  $J_s$  и  $\rho(\omega)$  может играть существенную роль в случаях, когда частота СВ  $f = \omega/2\pi$  совпадет с частотой  $f^*$ , отвечающей частоте сингулярности ван Хова ( $\rho(f^*) \rightarrow \infty$ ) [2] в ПС спектра СВ пленки YIG. В этом случае на частоте накачки  $f^*$  следует ожидать резонансного роста  $J_s(f^*)$  и, как следствие, резонансного роста генерируемой посредством обратного спинового эффекта Холла ЭДС  $V_{SHE}(f^*)$  ( $V_{SHE} \sim J_s$ ). В работе на примере структур YIG/Pt на основе одиночных и обменно-связанных пленок YIG, а также магнетонных кристаллов на основе эпитаксиальных пленок YIG рассматривается связь эффективности спиновой накачки магнитоэлектрическими волнами (МЭВ) с сингулярностями ван Хова в ПС в спектре спиновых волн.

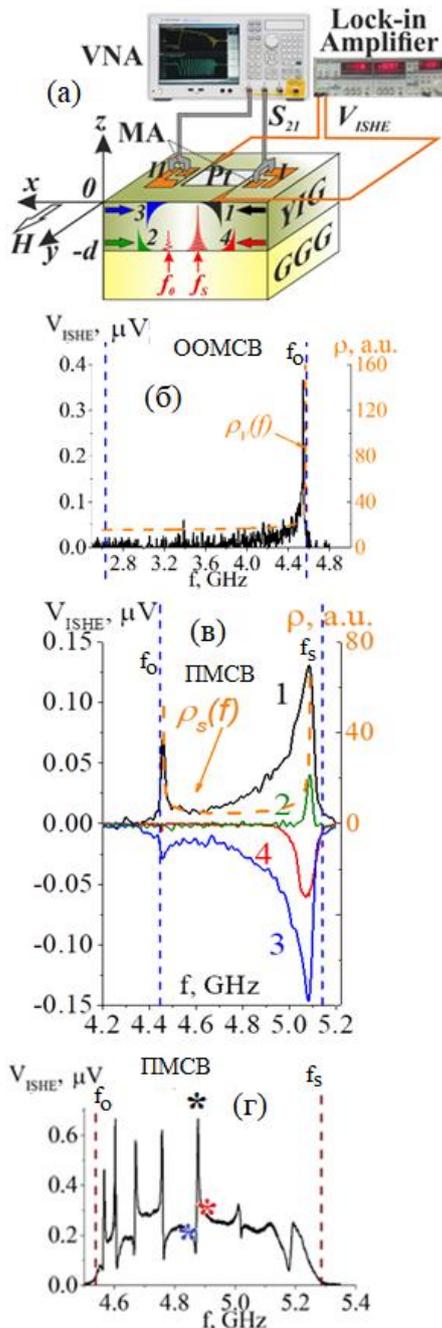
## Результаты и обсуждение

Отметим, что ПС в спектре дипольных МЭВ касательно намагниченной пластины рассматривалась в работе [3]. Частотные зависимости ПС в спектре обратных объемных (ОМЭВ) ( $\rho_v(f)$ ) и поверхностных (ПМЭВ) ( $\rho_s(f)$ ) имеют вид [3]

$$\rho_v(f) = \frac{f f_m}{f_H \sqrt{f_0^2 - f^2}}, \quad (2)$$

$$\rho_s(f) = \frac{f_H}{\sqrt{f^2 - f_0^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2(f^2 - f_H^2) - f_H f_m - 2f \sqrt{f^2 - f_0^2}}}. \quad (3)$$

Из (2) видно, что ПС в спектре ОМЭВ имеет сингулярность ( $\rho_v(f_0) \rightarrow \infty$ ) на частоте  $f_0$  длинноволновой ( $k \rightarrow 0$ ) границы спектра и отвечает ОМЭВ с волновым вектором  $\vec{k} \perp \vec{H}$ . В случае ПМЭВ сингулярность в плотности состояний достигается на частотах  $f_0$  для



**Рис. 1.** Схема эксперимента (а); зависимости  $V_{ISHE}(f)$ . В структуре YIG(8 мкм)/Pt(8 нм) (б), (в) и структуре YIG(1 мкм)/Pt(8 нм) (г)

ПМСВ с  $\vec{k}$ , составляющим с направлением  $\vec{H}$  угол  $\theta$ , равный углу отсечки ПМСВ  $\theta = \arctang H/4\pi M$ . Второй полюс на частоте  $f_s$  отвечает коротковолновой ( $k \rightarrow \infty$ ) границе спектра.

В общем случае, когда влиянием неоднородного обмена на спектр нельзя пренебречь, для поиска частот сингулярностей в ПС спектра СВ удобно использовать их соответствие частотам  $\omega^*$ , на которых групповая скорость СВ  $v_g(\omega^*) = \partial\omega/\partial k \rightarrow 0$  [2]. В спектре дипольно-обменных ПМСВ таким частотам отвечают частоты дипольно-обменных резонансов [4]:

$$\omega_N = \sqrt{(\omega_H + \omega_{ex})(\omega_H + \omega_{ex} + \omega_m)}, \quad (4)$$

где  $\omega_{ex} = 2\gamma A Q^2/M$ ,  $Q^2 = k^2 + k_{\perp,N}^2$ ,  $k_{\perp,N} = \pi N/d$  – волновое число по толщине  $d$  пленки,  $N$  – номер моды, соответствующий числу полувольт по толщине пленки,  $A$  – обменная жесткость.

На рис. 1, а приведена схема эксперимента, где стрелками 1–4 показан характер распространения ПМСВ вдоль границы YIG/Pt (1, 3) и YIG/GGG (2, 4). На рис. 1, б и 1, в приведены частотные зависимости  $V_{ISHE}(f)$  для структуры YIG(8 мкм)/Pt(8 нм) геометрии OOMCB и ПМСВ, соответственно. Здесь же приведены зависимости  $\rho_v(f)$  и  $\rho_s(f)$ . На рис. 1, г приведены результаты измерения зависимости  $V_{ISHE}(f)$  для дипольно-обменных ПМСВ в структуре YIG(1 мкм)/Pt(8 нм), где максимумы ЭДС наблюдаются на частотах (4).

## Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ 22-19-00500.

## Литература

1. E. G. Tveten, A. Brataas, Y. Tserkovnyak // Phys. Rev. B. **92**, 180412 (2015).
2. L. van Hove // Phys. Rev. **89**, 1189 (1953).
3. R. Damon, J. Eshbach // Journ. of Phys. Chem. Sol. **19**, 308 (1970).
4. R. E. De Wames, T. Wolfram. // J. Appl. Phys. **41**, 987 (1970).

# Влияние пространственной модуляции материальных параметров ультратонких ферромагнитных пленок на стабилизацию в них магнитных вихреподобных неоднородностей

Р. М. Вахитов, М. А. Филиппов\*, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий

Уфимский университет науки и технологий, Уфа, 450076

\*mikhail.filippov.99@mail.ru

В работе с помощью микромагнитного моделирования возможных микромагнитных структур в одноосном ферромагнитном диске с дефектом в центре были численно найдены устойчивые состояния  $k\pi$ -скирмионов ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) и рассмотрены диаграммы их устойчивости в зависимости от DMI, величины значений магнитной анизотропии и радиуса дефекта.

## Введение

В последнее время повышенный интерес вызывают исследования структур и свойств магнитных скирмионов. Они являются топологически защищенными вихреподобными неоднородностями с уникальными физическими свойствами (наномасштабные размеры, высокие скорости движения, возможность манипулирования ими с помощью электрического тока малой плотности и т. д.), что обуславливает возможность их применения в устройствах логики и памяти нового поколения. С момента своего экспериментального обнаружения в 2009 году [1] магнитные скирмионы впоследствии были найдены в разнообразных типах материалов. Изначально скирмионы были обнаружены в объемных материалах с отсутствием центральной симметрии, в которых они стабилизируются за счет объемного взаимодействия Дзялошинского – Мориа (DMI) [2]. В таких структурах предпочтительнее появляются скирмионы блоховского типа. В монослойных пленках достаточно сложно получить стабильные магнитные скирмионы при комнатных температурах и в отсутствие внешнего магнитного поля, поэтому в исследованиях произошел переход к многослойным пленкам, содержащим большое количество интерфейсов магнитных и немагнитных металлов. В них скирмионы (в основном неелевского типа) стабилизируются за счет межфазного DMI, которое возникает на границах разделов слоев [3]. Но помимо межфазного DMI, другие материальные параметры (обменный параметр  $A$  и магнитная анизотропия  $K$ ) должны быть тоже сбалансированы в многослойных наноструктурах. Но из-за малых размеров (толщины слоев  $\sim 1$  нм) стабилизация скирмионов в таких материалах значительно усложняется.

В связи со сказанным возникает потребность в альтернативных методах получения и стабилизации магнитных скирмионов. Один из возможных способов был предложен в работе [3], он заключается в создании в одноосной ферромагнитной пленке колумнарного дефекта (с отрицательным значением константы анизотропии), на котором при определенных значениях материальных параметров могут стабилизироваться магнитные скирмионы. В этой же работе было экспериментально показано, что путем

сфокусированного облучения поверхности магнетика ионами  $\text{He}^+$  можно получить подобные наноструктурированные пленки Co/Pt с локально измененными участками, в которых константа одноосной анизотропии будет иметь пониженное значение. На полученной решетке дефектов типа «потенциальная яма» были обнаружены устойчивые магнитные скирмионы в отсутствие DMI.

## Результаты

В данной работе рассматривается диск конечных размеров с описанным выше колумнарным дефектом, на котором скачком меняется константа магнитной анизотропии (в области дефекта  $K_u < 0$ , а вне дефекта  $K_u > 0$ ). Остальные материальные параметры считаются постоянными во всем диске. Предполагается также наличие изотропного межфазного DMI, для приближения модели к реальным многослойным пленкам. Кроме того, считается, что внешнее магнитное поле отсутствует. Исследование возможных типов вихреподобных неоднородностей, их структуры и устойчивости в такой магнетике проводилось методом микромагнитного моделирования в пакете программ открытого доступа OOMMF [5] с дополнительным модулем [6].

Следует отметить, что теоретический анализ и микромагнитное моделирование подобной задачи уже проводилось в работе [7], но в отсутствие DMI. В результате были получены стабильные состояния магнитных скирмионов блоховского типа на дефекте в окружении лабиринтной доменной структуры.

По результатам последнего моделирования пленок с DMI было численно найдено, что магнитный скирмион неелевского типа стабилизируется при следующих материальных параметрах: диаметр диска 600 нм, толщина диска 5 нм, диаметр дефекта 60 нм,  $K_{u1} = 3 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> (вне дефекта),  $K_{u2} = -0,5 \times 10^4$  Дж/м<sup>3</sup> (на дефекте),  $M_s = 2,0 \times 10^5$  А/м,  $A = 2,5 \times 10^{-11}$  Дж/м,  $D = 0,8 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup>. При постепенном увеличении константы DMI до значения  $D = 1 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> в центре диска на дефекте стабилизируется  $2\pi$ -скирмион (скирмиониум) (рис. 1), в котором разворот намагниченности происходит на  $360^\circ$ . При дальнейшем увеличении DMI до значения  $D = 1,4 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> происходит переход  $2\pi$ -скирмиона в  $3\pi$ -скирмион. В по-

следнем разворот намагниченности происходит уже на  $540^\circ$ .

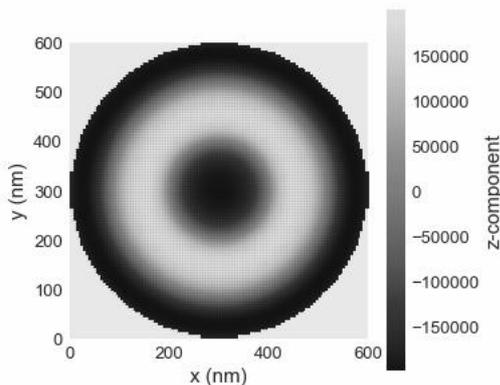


Рис. 1. Стабильное состояние  $2\pi$ -скирмиона

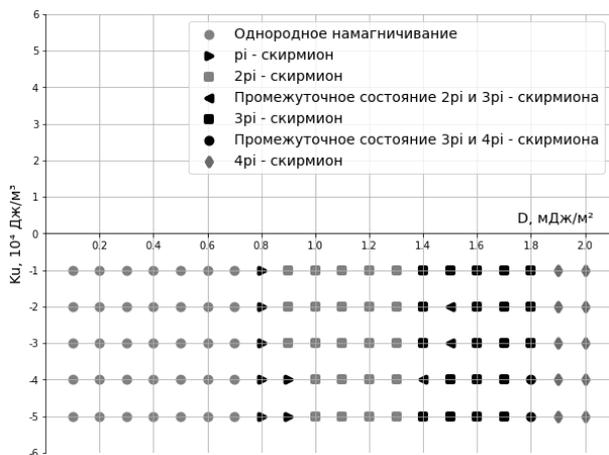


Рис. 2. Диаграмма устойчивости магнитных скирмионов

Кроме того, проводился анализ влияния константы DMI и глубины потенциальной ямы, характеризующейся величиной легкоплоскостной анизотропии на дефекте, на типы стабилизируемых вихреподобных неоднородностей. На графике (рис. 2) можно наблюдать, что до критического значения  $D = 0,8 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> диск был однородно намагничен. После достижения этого значения на диске начинают стабилизироваться  $\pi$ -скирмионы. Но их область стабильности достаточно узкая ( $\sim 0,5$  мДж/м<sup>2</sup>). При постепенном увеличении константы DMI начинает возрастать число  $k$ , характеризующее число полных разворотов вектора намагниченности у скирмиона. При достижении  $D = 1 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> начинается область устойчивости только скирмионума. При значении

$D = 1,4 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> появляются устойчивые  $3\pi$ -скирмионы, а при  $D = 1,9 \times 10^{-3}$  Дж/м<sup>2</sup> –  $4\pi$ -скирмионы. В большинстве случаев переход между разными типами скирмионов происходит скачкообразно, но в некоторых случаях наблюдаются и промежуточные состояния. Следует также отметить, что для данного радиуса дефекта (60 нм) основным фактором, влияющим на устойчивость определенных типов скирмионов является DMI. Влияние величины значений легкоплоскостной анизотропии невелико. Аналогичный анализ проводился и для больших радиусов дефекта (120 и 180 нм).

## Выводы

В работе численно найдены устойчивые состояния  $k\pi$ -скирмионов ( $k = 1, 2, 3, 4$ ) в отсутствие магнитного поля на колумнарном дефекте типа «потенциальная яма». Были определены диаграммы устойчивости найденных структур в зависимости от радиуса дефекта, значений магнитной анизотропии и DMI. Полученные данные могут быть полезны при создании искусственных областей зарождения, улавливания и закрепления магнитных скирмионов в логических спинтронных устройствах.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Теория, моделирование и получение новых тонкопленочных, наноструктурированных и гибридных структур (FRRR-2024-0001)).

## Литература

1. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii and P. Böni // Science. 2009. V. 323. P. 915.
2. K. Everschor-Sitte, J. Masell, R.M.Reeve, M. Kläui // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 240901.
3. S. Li, X. Wang, T. Rasing // Interdisciplinary Materials. 2023. V. 2. P. 6840.
4. M. V. Sapozhnikov, S. N. Vdovichev, O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Yu. V. Petrov // J. Appl. Phys. 2016. V. 109. P. 042406.
5. M. J. Donahue, D. G. Porter // OOMMF User's Guide. 2019. Version 2.0.
6. D. A. Tatarskiy // JMMM. 2022. V. 509. P. 166899.
7. R. M. Vakhitov, R. V. Solonetskym, A. A Akhmetova, M. A. Filippov // Symmetry. 2022. V. 14(3). P. 612.

# Новые топологические объекты в наноструктурах в магнитном поле

В. В. Филиппова<sup>1,2,\*</sup>, Н. В. Шульга<sup>1</sup>, Р. А. Дорошенко<sup>1</sup>, З. В. Гареева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, пр. Октября, 71, Уфа, 450054

<sup>2</sup>Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450074

\*mukhamadeeva.vika@mail.ru

В работе проведено исследование топологических микромагнитных структур в наностолбиках, содержащих чередующиеся ферромагнитные слои, различающиеся магнитными свойствами, в том числе характером магнитной анизотропии (рассмотрены ситуации с анизотропией типа «легкая ось» и «легкая плоскость»). Исследованы процессы трансформации микромагнитных состояний в такой системе при приложении внешнего магнитного поля, изменении величины константы анизотропии и обмена, определены условия, необходимые для формирования нетривиальных микромагнитных состояний и топологических дефектов типа точек Блоха. Моделирование выполнялось в пакете программ OOMMF.

## Введение

В последние десятилетия наблюдается увеличение числа работ, посвященных материалам и наноструктурам, в которых наблюдается более одного типа упорядочения, в значительной степени из-за интереса к корреляции двух или более параметров порядка, которые могут стать основой новых электронных устройств. В частности, этот интерес обусловлен предположением о том, что устройства магнитной памяти нового поколения будут иметь больший объем памяти и меньший размер, т. е. будут обладать большей плотностью записи.

В связи с этим изучение топологических магнитных структур вихревого типа приобретает все больший интерес и актуальность. Примером могут служить локализованные магнитные состояния (магнитные вихри, скирмионы, точки Блоха, хопфионы) [1], которые реализуются в кристаллах В20, пленках и синтетических магнитных структурах; одним из условий их реализации является отсутствие операции пространственной инверсии в группе симметрии материала, и могут быть использованы для кодирования и обработки информации.

Цель данной работы состоит в изучении условий, необходимых для реализации магнитных структур нетривиальной топологии в синтетических ферромагнитных пленках с различным типом магнитной анизотропии.

## Постановка задачи

В качестве модельного объекта рассмотрена ферромагнитная пленка, состоящая из двухслойных ферромагнитных структур с магнитной анизотропией вида «легкая ось» – «легкая плоскость», связанных друг с другом вследствие межслойного обменного взаимодействия. Исследованы процессы намагничивания и перемагничивания пленок под действием магнитного поля, приложенного по нормали к поверхности пленки. Геометрия задачи показана на рис. 1.

Свободная энергия системы включает в себя энергию неоднородного обменного взаимодействия, энергию магнитной анизотропии, энергию магнито-статического взаимодействия, энергию межслойного обменного взаимодействия, энергию взаимодействия

с внешним магнитным полем и определяется соотношением

$$F = \sum_{i=1}^4 \iint dV (A(\partial_{\mu} m_{i\alpha})^2 - Km_z^2 - \frac{1}{2} M_s \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H}_m - M_s \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{H} - J_k \mathbf{m}_k \mathbf{m}_{k+1}),$$

где  $A_i$  – константа неоднородного обменного взаимодействия  $i$ -го слоя,  $\alpha, \mu = x, y, z$ ;  $K_i$  – константа магнитной анизотропии в  $i$ -м слое,  $K_{1,4} > 0$ ,  $K_{2,3} < 0$ ,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\mathbf{H}_m$  – магнито-статическое поле,  $J_k$  – константа межслойного обменного взаимодействия, обозначение  $k = 12, 23, 34$  введено с учетом номеров обменно-связанных слоев,  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  – внешнее магнитное поле.

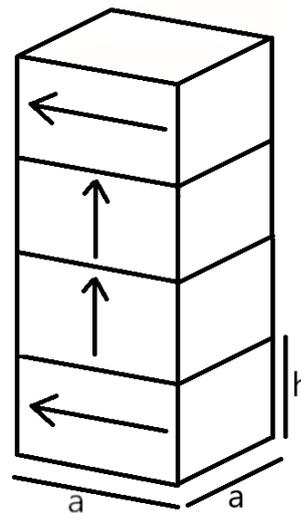


Рис. 1. Схематический вид столбика, используемый при моделировании

Расчеты проводились с использованием пакета микромагнитного моделирования Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) [2]. Для расчетов использованы следующие значения параметров  $M_i = 50$  кА/м,  $A_{1,4} = 2,9 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $A_{2,3} = 4 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $K_{1,4} = -7 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $K_2 = 2 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $K_3 = 2 \cdot 10^3$  Дж/м<sup>3</sup>,  $J_{12,34} = 3,5 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $J_{23} = 0,2 \cdot 10^{-12}$  Дж/м, данные значения характерны для пленок феррита – граната. При расчетах значения констант  $K_2, K_3$  будут варьироваться. Рассмотрен наностолбик, в основании которого лежал квадрат со стороной  $a = 200$  нм, толщины слоев одинаковы и составляют  $h = 24$  нм.

## Результаты

Начальные значения констант выбраны таким образом, чтобы в системе при отсутствии магнитного поля могли быть реализованы магнитные состояния вихревого типа, а при приложении внешнего магнитного поля один из слоев с анизотропией типа «легкая ось» перемагничивался раньше другого, что достигалось за счет разницы значений констант магнитной анизотропии  $K_2$  и  $K_3$ . В этом случае действие магнитного поля приводит к появлению обменно-связанной пары вихрей с полярностями разных знаков. Данная конфигурация определяет магнитное состояние типа «точка Блоха» (тБ). Действие магнитного поля изменяет магнитное состояние системы и приводит к появлению новых топологических структур.

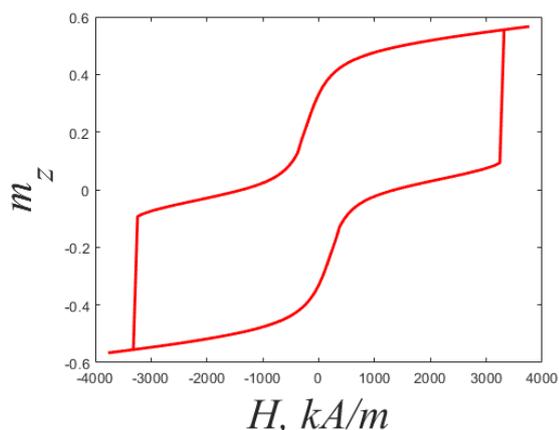


Рис. 2. Гистерезисная зависимость  $m_z(H)$ ,  $K_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ ,  $K_3 = 2 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$

Особенности новых магнитных состояний и условия, необходимые для их реализации могут быть получены на основе изучения гистерезисных зависимостей и кривых намагничивания.

На рис. 2 показана гистерезисная зависимость  $m_z(H)$ , полученная при константах магнитной анизотропии типа «легкая ось»  $K_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ ,  $K_3 = 2 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ . При достижении полей насыщения в системе реализуется однородно-намагниченное состояние, перетяжки на кривой  $m_z(H)$  в окрестности  $H = 0$  указывают на наличие новых магнитных состояний, в данном случае, состояний типа «точка Блоха».

Рассмотрим процессы намагничивания данной системы при изменении внутренних параметров. На рис. 3 показаны графики кривых намагничивания  $m_z(H)$ , полученные при изменении соотношений между константами одноосной магнитной анизотропии  $\kappa = K_2/K_3$ . Изменение константы анизотропии проводилось в стороны увеличения и уменьшения с шагом 500 единиц для слоев с анизотропией типа «легкая ось». На рис. 3 представлен график сравнения двух кривых намагничивания для значений констант анизотропии, отличающихся от исходных на  $-1000$  и  $+1000$  единиц. Синяя линия – случай  $+1000$  единиц, красная линия – случай  $-1000$  единиц, соответственно  $K_2 = 1816,4 \text{ J/m}^3$ ,  $1816,4 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3$ ;  $K_3 = 826,4 \text{ J/m}^3$ ,  $2826,4 \text{ J/m}^3$ .

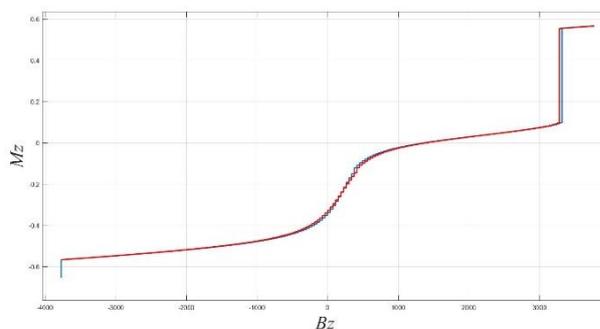


Рис. 3. Графики зависимости  $m_z(H)$ , синяя линия соответствует  $K_2 = 1816,4 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3$ ;  $K_3 = 2826,4 \text{ J/m}^3$ , красная линия соответствует  $K_2 = 1816,4 \text{ J/m}^3$ ,  $K_3 = 826,4 \text{ J/m}^3$

Отметим некоторые особенности, наблюдаемые на полученных зависимостях. Как видно на рис. 3, на кривой намагничивания можно выделить несколько характерных участков. Рассмотрим их последовательность при уменьшении величины магнитного поля  $H$ : (i) – область насыщения (реализуется однородно-намагниченное состояние); (ii) – состояние с вихревым распределением намагниченности с полярностью  $p = +1$ ; (iii) – состояния типа «точка Блоха» (отметим, что это область наложения графиков с разными значениями констант  $K_2$ ,  $K_3$  – рис. 3), (iv) – область ступенчатого изменения намагниченности, (v) – состояние с вихревым распределением намагниченности с полярностью  $p = -1$  (имеет место наложение графиков с разными значениями констант  $K_2$ ,  $K_3$ ). В области ступенчатого изменения намагниченности реализуются состояния с магнитной конфигурацией, близкой к конфигурации точек Блоха, особенности которых будут рассмотрены в дальнейшем. Отметим, что на полученных зависимостях имеются две области наложения графиков. Первая расположена в области отрицательных значений поля и намагниченности. Вторая область наложения кривых определяет область существования магнитных конфигураций вида блоховской точки. Увеличение константы одноосной анизотропии приводит к увеличению угла наклона кривой намагниченности. При изменении констант межслойного обменного существенного изменения в поведении зависимостей  $m_z(H)$  не наблюдается.

## Финансирование

Авторы благодарят за финансовую поддержку государственное задание РФ на проведение научных исследований лабораториями («Теория, моделирование и получение новых тонкопленочных, наноструктурных и гибридных структур (FRRR-2024-0001)»).

## Литература

1. M. T. Birch et al. // Nature Communications. 2022. V.13.
2. M. J. Donahue and D. G. Porter, OOMMF User's Guide, Version 1.0, no. NIST IR. 6376 // National Institute of Standards and Technology. 19.

# Зигзагообразный СВЧ-фильтр с микромеханическим управлением

И. О. Фильченков\*, А. А. Мартышкин, А. В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, Кировский р-н, Саратовская обл., 410012

\*infachforever@gmail.com

В данной работе исследовалась возможность использования эффекта, основанного на резонансе, возникающем в процессе распространения спиновых волн в магнитной пленке на основе ЖИГ с периодическими изменениями геометрии в виде зигзагообразных изломов с добавлением ЖИГ-резонатора в секции центрального излома.

## Введение

Бурное развитие IT-технологий увеличивает требования к системам обработки, хранения и передачи данных. Это обуславливает необходимость усовершенствования элементной базы IT-систем. Один из перспективных подходов – использование магнанных и фононных возбуждений в феррит-диэлектрических структурах. Магноника, новое направление в области СВЧ, предлагает обработку данных с использованием магнонов или спиновых волн, исключая выделение джоулева тепла [1–2].

Большой интерес вызывает исследование методов передачи спин-волновых сигналов в нерегулярных магнитных структурах [3]. Магнанный волновод на основе магнитной пленки ЖИГ может выполнять функции соединительного элемента между функциональными блоками магннной сети. Особый интерес представляет исследование динамики спиновых волн в периодических магннных структурах.

Одной из уникальных особенностей распространения спиновых волн в периодических структурах является создание специфических магнитных конфигураций. Это позволяет реализовать контролируемое направление и скорость передачи спиновой информации, что в свою очередь открывает перспективы для разработки новых магннных устройств с улучшенными характеристиками и расширенной функциональностью.

В периодических структурах происходит формирование запрещенных зон, аналогичных запрещенным зонам в полупроводниках, которые существенно влияют на распространение спиновых волн. Эти запрещенные зоны в магнитных структурах создают интерференционные эффекты, в результате чего можно достичь контроля над процессами взаимодействия и направлением спиновых волн. Такие свойства становятся ключевыми при проектировании магннных устройств с высокой эффективностью и точностью в передаче информации, поскольку такие структуры могут выполнять функции пространственно-частотных фильтров из-за возможности формирования запрещенных зон прохождения спиновой волны.

Запрещенные зоны в периодических структурах играют ключевую роль в регулировании передачи спиновых волн. В данной работе в качестве элемента управления представлен ферромагнитный резонатор, интегрированный в структуру, что открывает новые перспективы для эффективного управления запрещенными зонами. Этот резонатор становится ключе-

вым элементом, позволяющим динамически регулировать свойства волновода.

Особенностью предложенного метода управления является использование микромеханических систем для изменения расстояния между ферромагнитным волноводом и резонатором. Такой подход предоставляет возможность точного и мгновенного контроля над запрещенными зонами, что открывает новые перспективы для разработки высокоэффективных устройств на основе спиновых волн. В данном исследовании подробно рассматривается механизм и результаты управления запрещенными зонами с использованием ферромагнитного резонатора.

## Результаты

В данной работе представлены результаты исследования структуры из железо-иттриевого граната (ЖИГ) на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ). На рис. 1 представлено схематическое изображение зигзагообразного ЖИГ-микроволновода со следующими параметрами: ширина волновода  $a = 200$  мкм, длина регулярной части  $b = 400$  мкм, длина наклонной части волновода  $c = 800$  мкм, общая длина структуры составляет 5650 мкм. Диагонали ЖИГ-резонаторы равны  $d = 300$  мкм и  $e = 500$  мкм. Микрорезонатор изменял свое положение вдоль оси  $f$ . В качестве референсной структуры использовался волновод без изломов шириной  $a$ , также аналогичной длины.

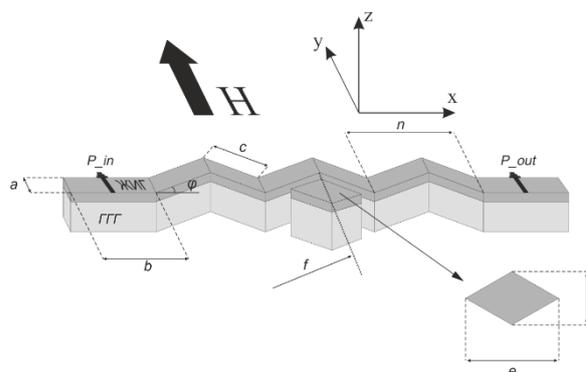


Рис. 1. Схематическое изображение периодической зигзагообразной структуры

Далее приведены результаты численного исследования с помощью программы *mitax3* [4]. Данная программа позволяет моделировать распространение спиновой волны с помощью метода конечных разностей. Структура разбивается на сетку, в каждом узле

которой решается уравнение Ландау – Лифшица – Гилберта.

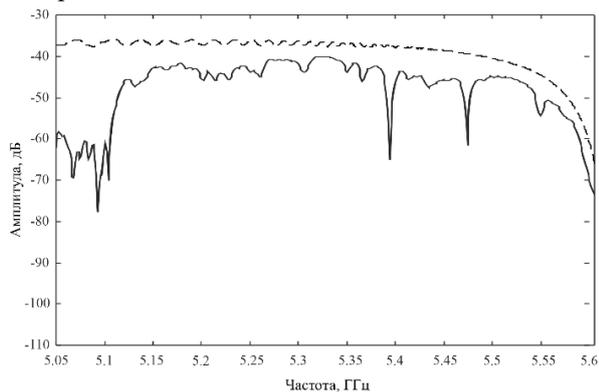


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики

На рис. 2 представлены численно рассчитанные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ). На фоне непрерывного спектра обычного прямоугольного волновода (прерывистая линия) в спектре исследуемой структуры при расстоянии между волноводом и микрорезонатором в 200 мкм (сплошная линия) наблюдаются 2 запрещенные зоны с достаточно высокой добротностью. Данный эффект возникает из-за многократного отражения спиновой волны на изломах структуры.

Далее продемонстрированы результаты микромагнитного моделирования при последовательном приближении микрорезонатора к волноводу (линия 1 – 40 мкм, линия 2 – 30 мкм, линия 3 – 20 мкм).

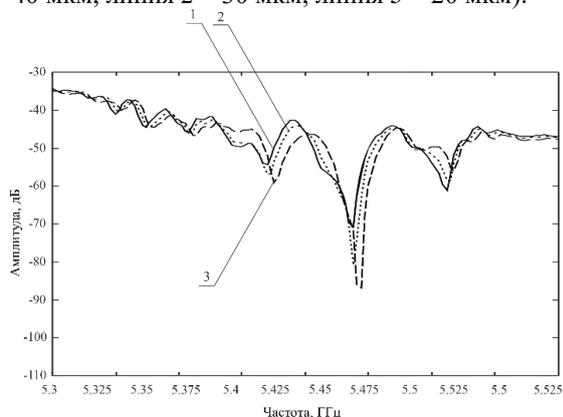


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики исследуемой структуры при приближении резонатора

Из рис. 3 видно, что при приближении микрорезонатора к волноводу изменяется спектр прохождения спиновой волны по сравнению со случаем, когда расстояние между волноводом и резонатором

200 мкм. При уменьшении расстояния глубина прежних запрещенных зон значительно падает, а между ними возникает дополнительная запрещенная зона, глубина которой растет при приближении резонатора к волноводу.

В эксперименте передвижение резонатора можно реализовать с помощью внедрения в структуру микроэлектромеханических систем (MEMS), например, MEMS-актуаторы, разрешение по перемещению которых может достигать нанометрового масштаба.

## Выводы

Таким образом, в данной работе рассмотрен зигзагообразный микроволновод на основе пленки ЖИГ. Было проведено численное моделирование, в результате которого показан диапазон частот, в котором возбуждаются ПМСВ. В результате данной работы можно сделать вывод, что в подобной зигзагообразной структуре микроволновода могут возникать запрещенные зоны спиновых волн. Так же показана возможность управления составом запрещенных зон с помощью изменения расстояния между волноводом и резонатором. Эти запрещенные зоны имеют важное значение в магнитной физике, так как они позволяют контролировать и манипулировать распространением спиновой волны. Кроме того, периодические магнитные кристаллы могут использоваться в магнитоэлектронике для создания магнитных элементов, таких как фильтры, интерфероменты, демультимплексеры и т. д.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-79-10191.

## Литература

1. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. V. 43. P. 264001.
2. A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. V. 43. P. 264002.
3. А. В. Садовников, С. А. Одинцов, Е. Н. Бегинин, А. А. Грачев, В. А. Губанов, С. Е. Шешукова, Ю. П. Шаравевский, С. А. Никитов // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 29–34.
4. A. Vansteenkiste, B. Van de Wiele. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2011. V. 323. P. 2585–2591.

# Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной частице и ее вращение электрическим током

Е. В. Скороходов\*, А. А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*evgeny@ipmras.ru

Теоретически исследована динамика намагниченности, индуцированная электрическим током, протекающим в многослойной наночастице. Аналитически найден диапазон параметров, в котором происходит когерентное вращение магнитной спирали, формирующейся в этой системе из-за магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев. Проанализировано влияние фиксированного слоя (поляризатора) на динамику намагниченности.

## Введение

Физический механизм, лежащий в основе воздействия спин-поляризованного электрического тока на распределение намагниченности, заключается в неколлинеарности векторов собственного магнитного момента носителей тока и намагниченности. Связанный с этой «неадиабатичностью» спинового состояния электронов вращающий момент принципиально изменяет динамику намагниченности, что используется для управления состоянием магнитных ячеек памяти и создания миниатюрных генераторов СВЧ-излучения. Такие генераторы, получившие название магнитных наноосцилляторов, наряду с достоинствами имеют ряд недостатков, к которым относятся высокие пороговые токи начала генерации и малая мощность излучения. Для решения этих проблем рассматриваются новые конструкции наноосцилляторов, и в частности изучается возможность когерентного вращения спиральных распределений намагниченности при протекании тока [1].

В работах [2, 3] предложен и реализован способ создания искусственных спиральных распределений намагниченности в латерально-ограниченных многослойных структурах, состоящих из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными прослойками. В настоящей работе будут сформулированы условия, при которых протекание электрического тока в этой системе приводит к когерентному вращению спиральной намагниченности. Рассмотрим три одинаковых ферромагнитных нанодиска, расположенных один над другим и контактирующих с массивным ферромагнитным электродом с фиксированной намагниченностью (поляризатором). Радиус и толщина отдельного диска подобраны таким образом, чтобы он был однодоменным. Взаимодействие дисков имеет магнитостатическую природу, причем магнитостатическое взаимодействие между частицей и поляризатором отсутствует (рис. 1).

Если толщина диска много меньше его радиуса, то магнитный момент ориентирован в плоскости диска. Энергия трех дисков записывается в виде

$$E = J_1 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + J_1 \cos(\varphi_3 - \varphi_2) + J_2 \cos(\varphi_3 - \varphi_1) - K \sum_{i=1}^3 \cos^2(\varphi_i),$$

где  $\varphi_i$  – азимутальный угол, определяющий ориентацию намагниченности  $i$ -го диска,  $J_1 > 0$  – константа магнитостатического взаимодействия ближайших дисков,  $J_2 > 0$  – константа магнитостатического взаимодействия первого и третьего дисков,  $K > 0$  – кон-

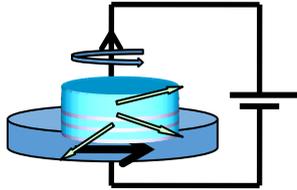
станта анизотропии, обусловленная, например, эллиптичностью дисков. Если анизотропия равна нулю, то наряду с антиферромагнитным распределением магнитных моментов есть решение, соответствующее неколлинеарному распределению  $\varphi_1 = \pi - \varphi + \varphi_2, \varphi_2, \varphi_3 = \pi + \varphi + \varphi_2$ , где  $\cos \varphi = \frac{J_1}{2J_2}$ .

При выполнении неравенства  $J_1 < 2J_2$  основным состоянием системы является магнитная спираль. Динамика намагниченности определяется уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта, дополненного слагаемыми, описывающими воздействие на намагниченность спин-поляризованного тока. С учетом постоянства модуля намагниченности эти уравнения представляют собой систему уравнений первого порядка для полярных и азимутальных углов, определяющих направление магнитного момента в каждом из дисков. В работах [4] было показано, что ситуация упрощается при наличии сильной анизотропии «легкая плоскость», которая реализуется в рассматриваемом случае. Линеаризуя уравнения динамики относительно малого отклонения полярного угла  $\delta = \frac{\pi}{2} - \theta \ll 1$ , можно получить замкнутое уравнение для азимутального угла, представляющее собой уравнение физического маятника с затуханием. При этом  $\delta \approx \dot{\varphi}/\Omega$ , где  $\dot{\varphi}$  – скорость изменения азимутального угла,  $\Omega = \gamma K_{\perp}/M$  – частота, соответствующая полю анизотропии «легкая плоскость»,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $K_{\perp}$  – константа анизотропии «легкая плоскость» ( $K_{\perp} \approx 2\pi M^2$ ,  $\Omega \sim 10^{11} 1/c$ ),  $M$  – модуль магнитного момента. Более того, т. к. «масса» эффективного осциллятора мала ( $\sim 1/\Omega$ ), можно пренебречь членом со второй производной и перейти к пределу передемпфированного осциллятора, у которого в отсутствие тока время затухания меньше периода колебаний. Условие применимости этого приближения  $\alpha^2 \gg \frac{K}{K_{\perp}}$ ,  $\alpha$  – константа затухания в уравнении Ландау – Лифшица – Гильберта. В этом приближении система уравнений сводится к трем уравнениям первого порядка для азимутальных углов  $\varphi_i$ :

$$\begin{cases} \alpha \dot{\varphi}_1 = -(j + v_1) \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - v_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) - v_p \sin(\varphi_1) \\ \alpha \dot{\varphi}_2 = -(j + v_1) \sin(\varphi_3 - \varphi_2) + (-j + v_1) \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \\ \alpha \dot{\varphi}_3 = (-j + v_1) \sin(\varphi_3 - \varphi_2) + v_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_1), \end{cases}$$

где  $v_{1,2} = \gamma J_{1,2}/M$ ,  $v_p = ej$  – частота соответствующая вращательному моменту, который создает поляризатор на первой частице,  $j$  – частоты, соответствующие вращательным моментам многослойной части-

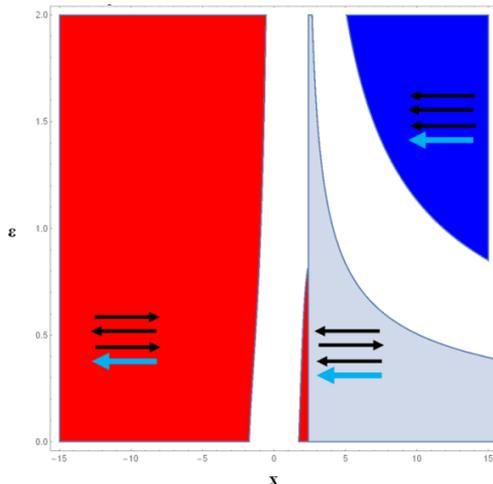
цы. Частота  $j = \zeta \frac{si\gamma\hbar}{2eMd}$ ,  $i$  – плотность тока,  $s$  – коэффициент его спиновой поляризации,  $e$  – заряд электрона,  $d$  – толщина диска,  $\zeta$  – коэффициент, определяющий величину эффекта и не превышающий, согласно имеющимся расчетам, нескольких процентов. Отличие частот  $\nu_p$  и  $j$  может быть связано с различной спиновой поляризацией носителей тока в частицах и поляризаторе. При записи этой системы мы пренебрегли анизотропией частиц в плоскости, что точно справедливо при  $J_1 = J_2$ .



**Рис. 1.** Схема исследуемой системы, состоящей из тройной частицы и поляризатора

## Результаты

В работе [1] было показано, что при условии  $J_1 = J_2$  когерентное вращение начинается при сколь угодно малом транспортном токе. Это утверждение остается в силе и при учете поляризатора. На рис. 2



**Рис. 2.** Диаграмма устойчивых состояний исследуемой системы на плоскости  $\epsilon - x$ , где  $\epsilon$  характеризует «силу поляризатора»,  $x = j/\nu_1 (\nu_1 = \nu_2)$ . В незакрашенных областях стационарных состояний не существует. Стрелками указаны конфигурации магнитных моментов в различных областях. Черным цветом отмечены намагниченности частиц, синим – направление намагниченности поляризатора

представлена диаграмма устойчивых состояний тройной частицы над поляризатором. Незакрашенные области соответствуют области параметров, при которых нет устойчивых стационарных состояний. Именно при этих параметрах следует ожидать вращение спирали как целого.

Для создания спин-трансферных наноосцилляторов важнейшее значение имеет динамика намагниченности в частице, которая находится непосредственно около поляризатора, т. к. эта динамика определяет сопротивление системы. В случае «слабого» поляризатора  $\epsilon \ll 1$  и небольших токов азимутальный угол намагниченности в этой частице может быть найден по теории возмущений

$$\varphi_1 = \omega t + \varphi_{01} + A_1 \epsilon \sin(\omega t + \psi_0),$$

$$A_1 = \frac{j(-16(\alpha\omega)^3 + (3\nu^2 - 2\nu j + j^2)(4\alpha\omega - 9\nu^2 - j^2) + (2\alpha\omega)^2(-15\nu^2 + 6\nu j + j^2))}{(\alpha\omega)\sqrt{(12\alpha\omega\nu)^2 + (-(2\alpha\omega)^2 + 9\nu^2 + j^2)^2}},$$

где  $\omega \approx -8 \frac{\nu}{\alpha} \sqrt{\frac{j_2 - j}{j_2}}$ ,  $j_2 = \sqrt{3}\nu$ . Отметим, что пренебрежение «адиабатическим» членом в воздействии спин-поляризованного тока на намагниченность справедливо при условии  $\alpha \gg \omega/\Omega$ .

## Выводы

Таким образом, протекание спин поляризованного тока через многослойную ферромагнитную частицу может приводить к вращению ее намагниченности как целого. Это вращение вызывает высокочастотное изменение сопротивления системы в силу изменения угла между намагниченностью ферромагнитного поляризатора с фиксированной намагниченностью и ближайшего к нему ферромагнитного слоя.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021).

## Литература

1. А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 533–537.
2. А. А. Fraerman, et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 073916.
3. С. Н. Вдовичев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 418.
4. Ya. B. Bazaliy // Phys. Rev. B. 2007. V. 76, 140402R.

# Исследование структурных и магнитных свойств нанопроволок из тройных сплавов FeCoCu и FeNiCu

Д. Р. Хайретдинова<sup>1,2,\*</sup>, И. М. Долуденко<sup>2</sup>, И. В. Перунов<sup>2</sup>, С. А. Луккарева<sup>1</sup>,  
Д. Л. Загорский<sup>2</sup>, Л. В. Панина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Ленинский пр., 4, Москва, 119049

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Ленинский пр., 59, Москва, 119333

\*hairretdr@gmail.com

Работа посвящена разработке методов получения и исследования магнитных свойств нанопроволок из трехкомпонентных твердых растворов FeCoCu и FeNiCu, полученных методом электрохимического осаждения в поры трековых мембран. Рассмотрено влияние потенциала осаждения на состав и магнитные свойства нанопроволок.

## Введение

Основным на сегодняшний день методом получения нанопроволок (НП) является матричный синтез. Метод заключается в заполнении пор матрицы материалом с помощью электрохимического осаждения. Этот метод позволяет изменять в широких пределах различные свойства получаемых наноструктур (кристаллическую структуру, геометрию, состав). Получение НП из твердых растворов FeCoCu и FeNiCu интересно ввиду того, что на основе используемых электролитов можно получать как гомогенные, так и гетерогенные структуры, которые могут найти дальнейшее применение в микроэлектронике, например, в качестве элементов сенсоров на основе эффекта гигантского магнитного сопротивления (ГМС). В данной работе рассмотрено получение НП из тройных сплавов FeCoCu и FeNiCu методом электрохимического осаждения в поры полимерных трековых мембран (ПМ). В предыдущей работе [1] авторами была рассмотрена методика получения FeCoCu НП с помощью варьирования содержания ионов  $\text{Cu}^{2+}$  в электролите и исследовано влияние этого параметра на магнитные свойства НП. В данной работе было рассмотрено получение НП с фиксированным содержанием ионов металлов в электролите, при этом различие в составах достигалось путем изменения величины электрического напряжения во время синтеза.

## Материалы и методы

Гомогенные НП из тройных сплавов  $\text{Fe}_x\text{Co}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  и  $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  были получены в порах ПМ из полиэтилентерефталата (ОИЯИ, г. Дубна) со следующими характеристиками: диаметр пор – 100 нм, плотность пор –  $1,2 \cdot 10^9$  пор/см<sup>2</sup>, толщина пленки – 12 мкм. В качестве источников ионов  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Cu}^{2+}$  в электролите использовались соли соответствующих металлов в концентрациях:  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  – 24 г/л,  $\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  – 63 г/л,  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  – 0,5 г/л для  $\text{Fe}_x\text{Co}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  НП и  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  – 40 г/л,  $\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  – 80 г/л,  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  – 1 г/л для  $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  НП. Борная кислота (25 г/л) использовалась в качестве буферной добавки для поддержания pH, аскорбиновая кислота (> 1 г/л) использовалась для предотвращения окисления ионов  $\text{Fe}^{2+}$  до  $\text{Fe}^{3+}$ , SDS (< 1 г/л) использовался для предотвращения образования пузырьков  $\text{H}_2$ . Отношение  $\text{Fe}^{2+}/\text{Co}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{2+}/\text{Ni}^{2+}$  в электролитах составляло 0,39 и 0,50 соответственно. По данным, полученным из поляризационных кривых,

были выбраны интервалы напряжений, соответствующих осаждению всех трех элементов НП (1,0–2,0 В для  $\text{Fe}_x\text{Co}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  и 0,6–2,0 В для  $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$ ). Далее в потенциостатическом режиме был получен ряд образцов с шагом по напряжению 0,1 В в выбранном интервале. Время осаждения регулировалось количеством прошедшего заряда (2,5 Кл).

Полученные образцы исследовались методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и энергодисперсионного анализа (ЭДА) (Jeol JSM6000+, Япония), а также методом вибрационной магнетрии (МВ-07, Россия).

## Результаты

**Растровая электронная микроскопия.** Результаты РЭМ показали, что длина НП в обоих случаях линейно увеличивается с ростом напряжения осаждения и изменяется в пределах от 1 до 2 мкм. Результаты ЭДА показали, что зависимости концентрации металлов в НП имеют нелинейный характер, при этом существует критическое напряжение, равное ~1,2 В, при котором начинается превалирующее осаждение ферромагнитных металлов и выход их соотношения на плато, что коррелирует с данными, полученными из поляризационных кривых.

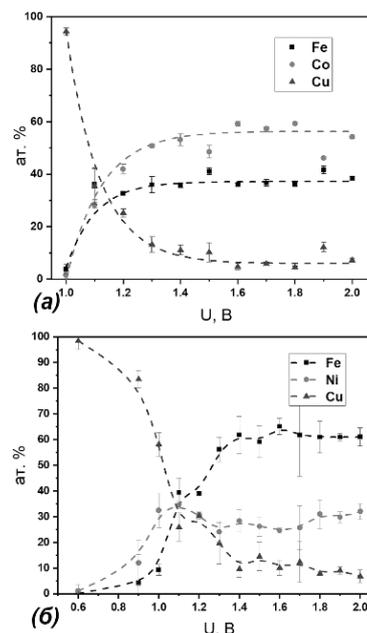


Рис. 1. Элементный состав  $\text{Fe}_x\text{Co}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  (а) и  $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Cu}_{(1-x-y)}$  (б) НП

Однако для обоих составов наблюдается эффект аномального соосаждения железа, причем этот эффект более ярко выражен, чем при получении бинарных сплавов FeCo и FeNi, при этом средние отношения Fe/Co и Fe/Ni при выходе на плато составляют 0,7 и 2,1, что значительно превышает соответствующее отношение ионов в электролитах.

**Магнитометрия.** Результаты магнитометрии показали, что полученные НП не обладают прямоугольной формой петли гистерезиса, характерной для систем с легкой осью анизотропии, направленной вдоль магнитного поля. Более того, петли имеют сильный наклон для обоих направлений поля. Угол наклона петель для различных составов, полученных в направлении OOP (out of plane), практически одинаков и в среднем составляет  $35^\circ$ . Большой угол наклона петель обусловлен разупорядочением пор в матрицах, НП имеют хаотичное распределение, и большая их часть находится под наклоном к нормали поверхности мембраны.

Зависимость коэрцитивной силы ( $H_c$ ) от напряжения осаждения и ат.% меди в  $Fe_xCo_yCu_{(1-x-y)}$  НП представлена на рис. 2. Как видно из рисунка,  $H_c$  в таких НП не превышает 370 Э в направлении OOP, при этом данное значение достигается при содержании Cu = 6 ат.%, причем при дальнейшем уменьшении содержания Cu (при соответствующем увеличении напряжения осаждения) наблюдается снижение  $H_c$ , что может быть связано со структурными особенностями таких НП, например, их повышенной пористостью за счет увеличения выхода газообразного водорода. Отличие  $H_c$  для трехкомпонентных НП от значений двухкомпонентных НП приближенного состава  $Fe_{0,38}Co_{0,62}$  является незначительным и составляет порядка 10–20 Э в сторону увеличения. Такие значения  $H_c$  могут быть объяснены увеличением вклада магнитной кристаллической анизотропии в общую эффективную анизотропию системы [2].

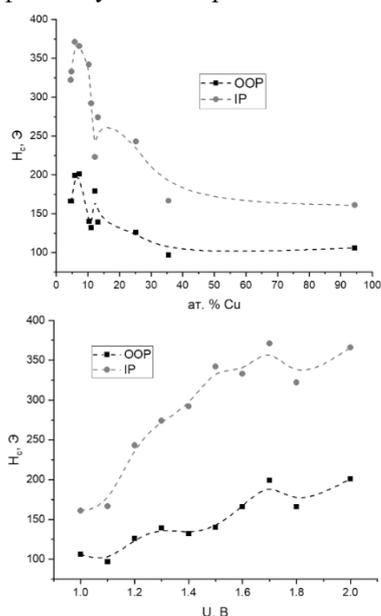


Рис. 2. Зависимость  $H_c$   $Fe_xCo_yCu_{(1-x-y)}$  НП от содержания Cu и напряжения осаждения

Для  $Fe_xNi_yCu_{(1-x-y)}$  НП были получены схожие зависимости  $H_c$  от потенциала осаждения и, как следствие, содержания Cu (рис. 3). Однако среднее значение  $H_c$  в случае никелесодержащих НП ниже по сравнению с FeCoCu НП, что связано как с большим процентом содержания как Fe, так и Cu в составе НП.

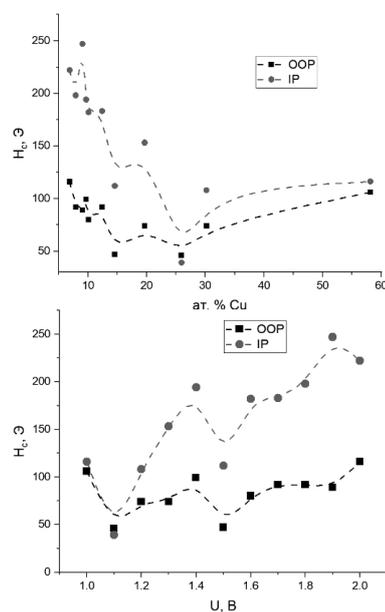


Рис. 3. Зависимость  $H_c$   $Fe_xNi_yCu_{(1-x-y)}$  НП от содержания Cu и напряжения осаждения

**Мессбауэровская спектроскопия (на ядрах Fe).** Сравнение трехкомпонентных НП с соответствующими двухкомпонентными (FeNi и FeCo близкого состава) показало, что добавление меди приводит к уширению линий спектра. Поле на ядре в НП FeNiCu заметно возрастает по сравнению с НП FeNi (335 кЭ против 290 кЭ), в то время как для НП FeCoCu изменений не выявлено. Угол разориентации магнитных моментов НП FeNiCu практически не отличается от угла в FeNi НП, в то время как для FeCo состава добавление Cu приводит к сильному увеличению этого параметра.

## Выводы

Регулирование элементного состава НП может быть достигнуто путем изменения ростового потенциала. Добавление меди в количестве 4–10% приводит к сильному повышению КС обоих составов.

## Финансирование

Синтез НП проведен по гранту РФФ 22-22-00983. Измерение магнитных свойств проведено на базе НИТУ МИСИС.

## Литература

1. Д. Р. Хайретдинова, И. М. Долуденко, Д. Л. Загорский и др. // ФТТ. 2022. Т. 64. С. 1144–1152.
2. E. M. Palmero, R. Salikhov, U. Wiedwald, et al. // Nanotechnology. 2016. V. 27. P. 365704.

# Магнетизм мелкодисперсных частиц $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$ , выращенных на сапфире методом ультразвуковой паровой химической эпитаксии

П. В. Харитонский<sup>1,\*</sup>, В. И. Николаев<sup>1</sup>, Р. Б. Тимашов<sup>1</sup>, А. И. Степанов<sup>1</sup>,  
Е. С. Сергиенко<sup>2</sup>, К. Г. Гареев<sup>3</sup>, А. Ю. Ралин<sup>4</sup>, М. Е. Бойко<sup>1</sup>, П. Н. Бутенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194064

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, 5 литера Ф, Санкт-Петербург, 197022

<sup>4</sup>Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922

\*peterkh@yandex.ru

Исследованы магнитные свойства островковой структуры, состоящей из одинаково ориентированных субмикронных кристаллитов  $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$ , образующейся на начальном этапе процесса роста тонкого слоя на подложке сапфира методом ультразвуковой паровой химической эпитаксии (mist-CVD). Для оценки распределения кристаллитов по размерам построены гистограммы, позволяющие предположить логнормальный тип распределения со средним размером кристаллита порядка 300–350 нм. На основе измеренных параметров магнитного гистерезиса и модели магнитостатической взаимодействующей частиц оценены спонтанная намагниченность насыщения (порядка 30–80 кА/м) и спонтанная намагниченность насыщения по остаточной намагниченности (порядка 10–20 кА/м). Эти значения более характерны для ферро- или ферримангнетика, что может быть связано с наличием вакансий и механических напряжений.

## Введение

Оксид хрома ( $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$ ) при нормальных условиях является антиферромагнетиком с температурой Нееля 307 К [1]. При переходе к сверхтонким слоям  $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$  способен приобретать ферромагнитные свойства [2]. Причем в этом случае точка Кюри может быть сдвинута в область комнатных температур [3]. Ферромагнитные свойства сверхтонких пленок  $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$  могут быть объяснены возникновением механических напряжений из-за вакансий [4, 5] и/или рассогласования параметра решетки с материалом подложки [6].

В настоящей работе исследовались магнитные свойства островковой структуры  $\alpha\text{-Cr}_2\text{O}_3$ , образующейся на начальном этапе роста слоев методом ультразвуковой паровой химической эпитаксии в mist-CVD-реакторе. Образец был выращен на сапфировой подложке из водного раствора ацетилацетоната хрома с добавлением соляной кислоты (концентрация 5 мл/л). Раствор распылялся ультразвуковыми излучателями (частота 2,4 МГц) и подавался в реактор с горячими стенками транспортным газом (Ar), куда поступал и кислород. Температура подложки в реакторе – 800 °С. Возникающая островковая структура обусловлена конфигурацией каналов поступающих газов. В данном случае не обеспечивалось ламинарное течение газа над подложкой. При этих же условиях синтеза с ламинарным течением газа получаются сплошные слои толщиной порядка 1 мкм [7], которые являются антиферромагнитными [6].

Микроскопические исследования проводились с использованием сканирующего электронного микроскопа Zeiss Merlin. Фазовый состав был охарактеризован методом рентгеновской дифракции с использованием дифрактометра «Буревестник ДРОН 7». Оценка вертикального размера кристаллитов на образцах-аналогах производилась методом малоуглового рентгеновского рассеяния с использованием оригинальной установки на основе прибора «ДРОН 7».

Гистерезисные кривые были построены с помощью СКВИД-магнитометра Quantum Design MPMS 3

при температурах 2 и 295 К при намагничивании параллельно и перпендикулярно плоскости подложки.

## Результаты

Пример результатов сканирующей электронной микроскопии и гистограммы распределения кристаллитов по размерам приведен на рис. 1.

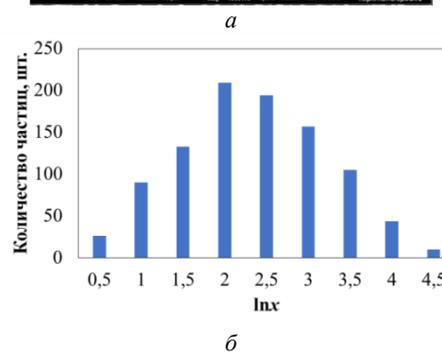
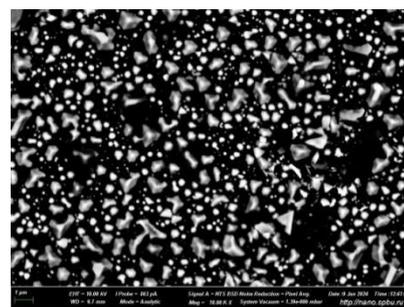
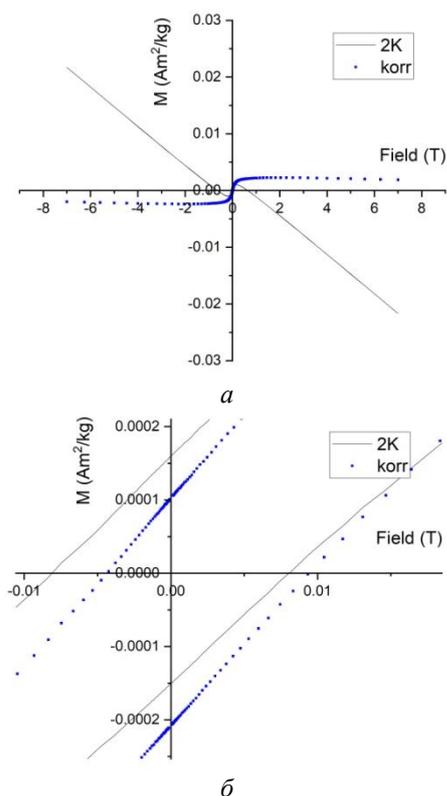


Рис. 1. Результаты микроскопии островковой структуры: *a* – характерное СЭМ-изображение; *б* – гистограмма распределения по относительным размерам кристаллитов  $x$  (2,0 соответствует 210 нм; 2,5 – 350 нм; 3,0 – 580 нм)

Пример петли гистерезиса, полученной при температуре 2 К при намагничивании параллельно плоскости подложки, приведен на рис. 2.

Гистерезисные характеристики образца, измеренные при 2 К и 295 К для случаев намагничивания параллельно и перпендикулярно плоскости подложки, приведены в табл. 1.



**Рис. 2.** Кривые магнитного гистерезиса образца при температуре 2 К в поле, параллельном плоскости подложки: *a* – общий вид; *б* – в области малых полей; «—» – с учетом подложки; «·····» – поправленные на диамагнетик

**Таблица 1.** Параметры магнитного гистерезиса при намагничивании параллельно ( $\parallel$ ) и перпендикулярно ( $\perp$ ) плоскости подложки при температуре 2 К и 295 К

Измерение	$\mu_0 H_c$ , мТл	$\mu_0 H_{cr}$ , мТл	$M_s$ , А·м <sup>2</sup> /кг	$M_{rs}$ , А·м <sup>2</sup> /кг	$H_{cr}/H_c$	$M_{rs}/M_s$
$\parallel$ 2	68	275	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$1,53 \cdot 10^{-4}$	4,0	0,07
$\parallel$ 295	33	161	$1,71 \cdot 10^{-3}$	$0,76 \cdot 10^{-4}$	4,9	0,04
$\perp$ 2	251	595	$2,28 \cdot 10^{-3}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$	2,4	0,11
$\perp$ 295	95	299	$1,50 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-4}$	3,1	0,07

Теоретическое моделирование гистерезисных характеристик, проведенное с использованием модели магнитоэлектронно-взаимодействующих однодоменных частиц с эффективной спонтанной намагниченностью [8], позволило оценить значения эффективных спонтанной намагниченности насыщения  $I_s^{eff}$  и спонтанной намагниченности по остаточной намагниченности  $I_{rs}^{eff}$  для данного материала. При этом использовалось логнормальное распределение кристаллитов по размерам (см. рис. 1, б) с учетом разделения их по магнитным состояниям: суперпарамагнитные, стабильные однодоменные, псевдооднодоменные (малодоменные и с вихревыми структурами) и многодоменные.

## Выводы

Проведено исследование магнитных свойств островковой структуры, представленной наноразмерными и субмикронными кристаллитами  $\alpha$ -Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, возникающей на начальном этапе процесса роста тонкого слоя на подложке сапфира методом mist-CVD. Согласно магнитной гранулометрии (см., например, [8]), значения отношений  $H_{cr}/H_c$  и  $M_{rs}/M_s$  в табл. 1 соответствуют кристаллитам, находящимся в однодоменном и малодоменном состояниях с некоторой полидисперсностью по размерам (см. рис. 1, б). Средний размер кристаллита составляет порядка 300–350 нм. В отличие от объемного  $\alpha$ -Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, который является антиферромагнетиком, кристаллиты  $\alpha$ -Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> островковой структуры имеют намагниченности, более характерные для ферро- или ферримагнетика. С учетом их объемной концентрации порядка 0,2–0,3 рассчитанные спонтанные намагниченности  $I_s^{eff}$  и  $I_{rs}^{eff}$  имеют значения в диапазонах 30–80 кА/м и 10–20 кА/м соответственно. Возможно, эти значения объясняются наличием вакансий и механических напряжений внутри кристаллитов и на границе кристаллитов с сапфировой подложкой.

## Финансирование

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ № 23-29-10196.

## Благодарности

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники; Нанотехнологии; Ресурсный центр микроскопии и микроанализа.

## Литература

1. N. O. Golosova, D. P. Kozlenko, S. E. Kichanov, et al. // *J. Alloys Compd.* 2017. V. 722. P. 593–598.
2. R. Singla, R. Singla, S. Kumar, et al. // *Mater. Adv.* 2023. V. 4. P. 2372–2378.
3. N. Mohamed, M. Moaied // *Eur. Phys. J. Plus.* 2023. V. 123. Article 1075.
4. R. Choudhary, R. Skomski, A. Kashyap // *Proceedings of the 2015 IEEE International Magnetism Conference «INTERMAG-2015»*. Article AC-02.
5. P. Baraskar, R. Chouhan, A. Agrawal, et al. // *Phys. B. Condens. Matter.* 2019. V. 571. P. 36–40.
6. S. Punugupati, J. Narayan, F. Hunte // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105. Article 132401.
7. В. И. Николаев, П. Б. Тимашов, А. И. Степанов и др. // *Письма в ЖТФ.* 2023. Т. 49, вып. 10. С. 43–46.
8. P. Kharitonskii, N. Bobrov, K. Gareev, et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2022. V. 553. Article 169279.

# Использование металлических декораций для управления спиновыми волнами в ферритовом тонкопленочном волноводе

Ю. В. Хивинцев<sup>1,2,\*</sup>, В. К. Сахаров<sup>1,2</sup>, Ю. В. Никулин<sup>1,2</sup>, А. С. Джумалиев<sup>1</sup>,  
Е. С. Павлов<sup>1</sup>, А. В. Кожевников<sup>1</sup>, С. Л. Высоцкий<sup>1,2</sup>, Г. М. Дудко<sup>1</sup>, М. Е. Селезнев<sup>1,2</sup>,  
Ю. А. Филимонов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

<sup>2</sup>Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012  
khivintsev@gmail.com

В работе теоретически и экспериментально исследовано влияние немагнитного и ферромагнитного металлов на характеристики спиновых волн в металлизированных тонкопленочных волноводах на основе железиттриевого граната. Продемонстрирована возможность использования металлических декораций для каналирования спиновых волн – создания ограниченных по ширине пучков. Установлено, что наиболее эффективное каналирование реализуется в случае тонкого (значительно тоньше глубины скин-слоя) ферромагнитного металла или толстого (порядка или больше глубины скин-слоя) немагнитного металла. Показано, что при использовании волновых каналов, созданных с помощью металлических декораций, можно реализовывать конструктивную и деструктивную интерференцию в относительно широком (сотни мегагерц) интервале частот. Обнаружен эффект формирования полос прохождения в случае, когда декорация на пути распространения спиновой волны представляет собой периодическую металлическую решетку, закороченную на обоих концах.

## Введение

Металлизация ферритового тонкопленочного волновода является относительно простым способом воздействовать на характеристики спиновых волн, позволяющим перестраивать дисперсию и затухание волн [1]. Это, в частности, может быть использовано для формирования магнитных кристаллов с брэгговскими запрещенными зонами [2], а также ограниченных по ширине волновых пучков [3]. Целью данной работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование влияния металлизации на характеристики распространения спиновых волн в касательно намагниченных тонкопленочных волноводах на основе железиттриевого граната (ЖИГ); изучение роли ферромагнитных свойств у металла; выявление особенностей формирования ограниченных по ширине пучков спиновых волн за счет избирательной металлизации поверхности пленки ЖИГ немагнитным и ферромагнитным металлами; изучение особенностей прохождения спиновых волн в пленке ЖИГ с периодическими решетками из немагнитного и ферромагнитного металлов на поверхности.

Расчет дисперсионных характеристик и затухания спиновых волн в металлизированной с одной стороны пленке ЖИГ строился на совместном решении уравнений Ландау – Лифшица и Максвелла в безобменном приближении со стандартными электродинамическими граничными условиями. Учитывалась конечная проводимость металла. Параметры расчета были типичными для ЖИГ и выбранных металлов, варьировалась толщина металла. Анализировались случаи поверхностной (ПМСВ) и обратной объемной (ООМСВ) магнитостатических волн.

Эксперименты проводились в основном с интегральными тонкопленочными структурами на основе ЖИГ, в которых металлические декорации и микроантенны для возбуждения-приема спиновых волн были сформированы непосредственно на поверхности пленки ЖИГ с помощью технологий магнетронного распыления, фотолитографии и ионного травле-

ния. Для декораций использовались медь, хром и пермаллой. Хром и пермаллой обладают близкими значениями удельной проводимости, но пермаллой дополнительно обладает еще ферромагнитными свойствами, что позволило провести экспериментальное сравнение и разделить вклад от проводимости металла и от его ферромагнитных свойств. Исследовались структуры со сплошной металлизацией между антеннами, с каналами (прямолинейными шириной от 25 до 200 мкм, а также многопортовые структуры в форме Ж и У), свободными от металлизации, с периодическими металлическими решетками различного периода (от 8 до 80 мкм). Измерения проводились с помощью векторного анализатора цепей и СВЧ зондовой станции. Измерялись коэффициенты передачи и отражения при различной величине касательного поля подмагничивания.

## Результаты

Известно, что с ростом толщины металла для ПМСВ дисперсионная ветвь, отвечающая свободной пленке ЖИГ, становится нераспространяющейся (декремент оказывается порядка или выше волнового числа), но распространяющейся становится дисперсионная ветвь, близкая к дисперсии в пленке ЖИГ с идеальным металлом, а декремент для этой ветви снижается с ростом толщины металла [1]. Расчеты показали, что для ООМСВ нет эффекта снижения затухания с ростом толщины металла: декремент лишь увеличивается с увеличением толщины металла. Наличие ферромагнитных свойств у металла проявляется в дополнительном затухании как для ПМСВ, так и для ООМСВ. При этом в случае ПМСВ и относительно тонком (толщиной много меньше глубины скин-слоя) ферромагнитном металле наблюдается снижение по частоте коротковолновой границы спектра, тем самым для коротких ПМСВ в металлизированном ЖИГ формируется запрещенная зона относительно случая свободной пленки. Сравнение данных расчета с экспериментом показало качественное и

количественное соответствие, подтверждая адекватность построенной теории.

Эксперименты с прямолинейными каналами продемонстрировали эффект снижения затухания ПМСВ в случае каналов, сформированных тонким ферромагнитным металлом и толстым немагнитным металлом, по сравнению со случаем свободной пленки. Этот эффект связан со снижением потерь, вызванных дифракционным расплыванием пучка, и свидетельствует о каналировании – ограничении ширины пучка ПМСВ в канале. Данный эффект обусловлен разницей в дисперсионных характеристиках для свободного участка пленки ЖИГ в канале и металлизированного вне канала. Для тонкого ферромагнитного металла эта разница в дисперсии обусловлена ферромагнитными свойствами металла, для толстого металла – его проводящими свойствами. При этом отсутствие эффекта снижения потерь для каналов, созданных с помощью толстого ферромагнитного металла, может быть обусловлено, во-первых, дополнительными магнитными потерями от ферромагнитного металла, а во-вторых, как показало микромагнитное моделирование, формированием в канале неоднородного магнитного поля, что также может приводить к дополнительным потерям.

Эксперименты с многопортовыми структурами из каналов, созданных путем избирательной металлизации пленки ЖИГ, показали возможность эффективной передачи сигнала между различными портами с помощью ПМСВ. Это может быть использовано для разработки магнитных устройств с развитой архитектурой. Был впервые проведен эксперимент по интерференции спиновых волн в системе из каналов, созданных путем избирательной металлизации. Для этого использовалась система из каналов в форме Y, сформированная за счет металлизации пермаллоем толщиной 30 нм. Данная структура характеризуется формированием для металлизированной пленки ЖИГ запрещенной зоны в коротковолновой части спектра ПМСВ относительно свободной пленки, как обсуждалось выше. В интерференционном эксперименте внимание уделялось именно этому частотному диапазону. Показано, что эффект конструктивной и деструктивной интерференции может быть одновременно реализован во всем этом частотном диапазоне (до сотен мегагерц).

В экспериментах с периодическими металлическими решетками особенностей, характерных для формирования брэгговских резонансов в характеристиках передачи, обнаружить не удалось. Хотя в ряде случаев наблюдались особенности в характеристиках

отражения на частотах брэгговских резонансов. С чем связано отсутствие явных проявлений брэгговских резонансов, выяснить на данный момент не удалось, возможно, с гораздо меньшими размерами исследованных в работе структур по сравнению с предыдущими работами. При этом был обнаружен эффект противоположный по проявлению брэгговским запрещенным зонам – формирование полос пропускания. Полосы пропускания наблюдались на фоне подавления ПМСВ, вызванного влиянием омических потерь из-за металла, на частотах, отвечающих укладыванию целого числа длин ПМСВ на периоде решетки. Данный эффект проявлялся для периодических решеток как на основе хрома, так и пермаллоя, как для тонких решеток (30 нм), так и для толстых (1,5 мкм), в случае, когда микрополоски, из которых была сформирована периодическая решетка, были замкнуты между собой на обоих концах. Данный эффект может быть связан с «отключением» омических потерь вследствие взаимной компенсации СВЧ-токов в решетке, наводимых ПМСВ. Также возможным объяснением обнаруженного эффекта может быть то, что периодическая металлическая решетка, замкнутая на обоих концах, выступает в роли промежуточной селективной антенны-ретранслятора [4].

## Выводы

Декорирование поверхности пленки ЖИГ металлом открывает широкие возможности для управления спиновыми волнами. Металлические декорации могут быть использованы для перестройки дисперсии и затухания спиновых волн, для их каналирования и частотной селекции. При этом в ряде случаев, как, например, для каналирования, использование для декораций ферромагнитных металлов может быть более целесообразным.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-22-00563.

## Литература

1. А. Г. Веселов и др. // РЭ. 1994. V. 39, С. 2067–2074.
2. М. Е. Dokukin, К. Togo, and M. Inoue // J. Magn. Soc. Jpn. 2008. V. 32. P. 103–105.
3. Ю. В. Хивинцев и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1664–1671.
4. Ю. В. Хивинцев и др. // Журнал радиоэлектроники. 2023. № 12.

# Реализация нейронной сети на кроссбарах из STT-MRAM

Д. А. Черкасов<sup>1,2,\*</sup>, К. В. Киселева<sup>1,3</sup>, К. А. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

<sup>3</sup>Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр.1, Москва, 121205

В данной работе проведено измерение характеристик кроссбар-структур 3×3, состоящих из ячеек 1Т1МТJ – последовательно соединенных полевого транзистора и магнитно-туннельного перехода (МТП). Исследованы различные комбинации транзистора (ширины канала 0,5, 1,3 и 2 мкм) и МТП (диаметры 50, 80 и 100 нм). По экспериментальным данным рассчитаны параметры для моделирования. Исследованы совместная работа ячеек 1Т1МТJ в одном кроссбаре, работа нескольких кроссбаров, а также нескольких чипов с несколькими кроссбарами в одной сети.

## Введение

В настоящее время технологии искусственного интеллекта (ИИ) активно внедряются в различные области жизни. Современные нейронные сети имеют огромное количество параметров, требующих месяцев обучения на суперкомпьютерах, таких как YaLM100B, GPT-3, GPT-4. Это приводит к высоким энергозатратам и потребности в вычислительных ресурсах. В последнее время возрастает интерес к использованию спинтронных устройств, способных имитировать функции синапсов и нейронов. Одним из таких устройств является магниторезистивная память, основанная на явлении переноса спина (STT-MRAM), которая отличается низкими показателями энергопотребления и работы, а также обладает такими свойствами, как энергонезависимость, долговечность и устойчивость к радиации.

## Результаты

В работе исследовались кроссбар-структуры размерностью 3×3 с ячейками из магнитного туннельного перехода (МТП) с последовательно включенным p-канальным МОП транзистором (ячейка типа 1Т1МТJ, производство ITRI, Taiwan). Схематичное изображение кроссбар структуры приведено ниже (рис. 1). Ячейки состояли из различных комбинаций диаметров МТП: 50, 80 и 100 нм, а также ширин транзисторов: 0,5, 1,3, 2 мкм.

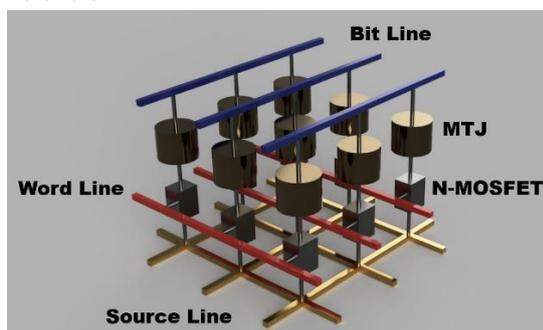


Рис. 1. Схематичное изображение кроссбар-структуры 3×3 с ячейками 1Т1МТJ

Образцы были протестированы на зондовой станции с перпендикулярным магнитным полем (пример графиков магнетосопротивления приведен на рис. 2). Наиболее работоспособными, в сравнении с остальными, оказались МТП с диаметром 80 нм. В образцах с диаметром 50 нм магнитных свойств не наблюдалось.

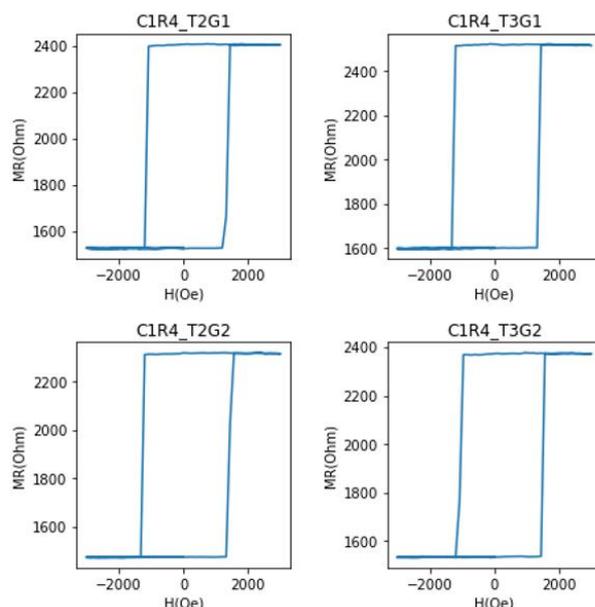


Рис. 2. Пример магнитных гистерезисов сопротивления в перпендикулярном магнитном поле

Для нахождения параметров переключения ячеек с МТП диаметром 80 нм были сняты токовые гистерезисы (рис. 3).

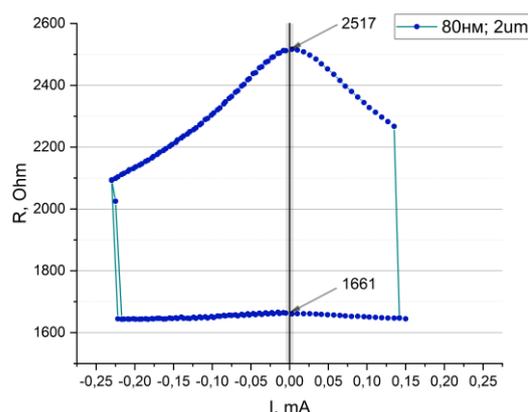


Рис. 3. Токовый гистерезис для ячейки кроссбара с диаметром МТП 80 нм и шириной транзистора 2 мкм

Для дальнейшего моделирования были сняты зависимости сопротивления ячейки от напряжения на затворе транзисторов с различными ширинами (рис. 4), из которых было получено, что длина затвора составляет 180 нм, что совпадает с типичным технологическим процессом ITRI для транзисторов.

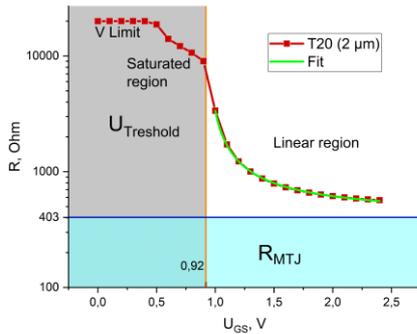


Рис. 4. Зависимость сопротивления ячейки кроссбара с шириной транзистора

Для корректной работы нейросети на кроссбар структурах необходима правильная работа операций типа сложение-умножение (MAC-операции). Неверные выходные данные могут возникать из-за дополнительного сопротивления подводящих линий, значение которых может сильно сказаться при масштабировании такой структуры и/или при увеличении плотности компоновки ячеек (при этом уменьшается сечение линий).

Для проверки правильности работы MAC-операций были проведены измерения токов при включении ячеек в различной комбинации (рис. 5).

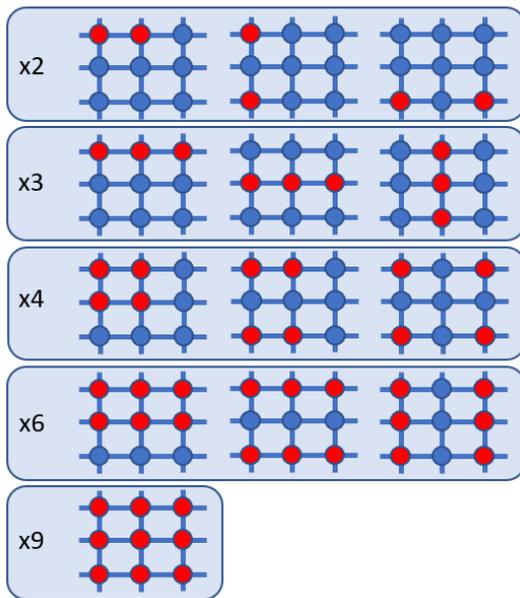


Рис. 5. Примеры включения ячеек для проверки корректной работы MAC-операций

Измерение тока производилось с помощью специально спроектированной платы, с возможностью подачи различных напряжений на входы образца, состоящего из 6 кроссбаров. Ниже приведен график зависимости измеренного тока с различным количеством включенных в работу ячеек в одном кроссбаре (рис. 6).

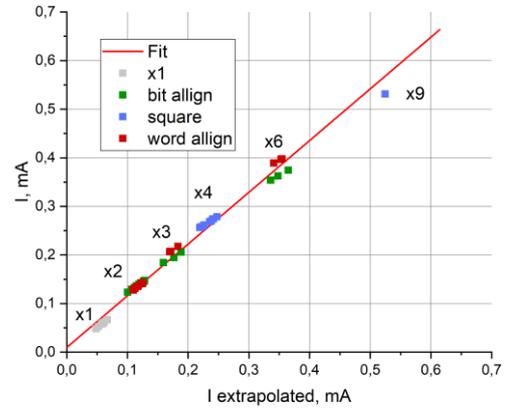


Рис. 6. График зависимости измеренного тока от экстраполяции суммы отдельных токов через включенные ячейки

Ячейки включались либо преимущественно вдоль линии битов (bit align), либо преимущественно вдоль линии слов (word align), либо имели одинаковое количество включенных ячеек на линиях битов и слов (square). Из графика видно, что линейность операций соблюдается, но есть различия для включений вдоль линий слов и битов, что, вероятно, связано с различным сопротивлением линий.

## Выводы

Исследование кроссбар-структур с ячейками из магнитно-туннельного перехода и последовательно включенным МОП транзистором показало, что ячейки с диаметром МТП 80 нм обладают оптимальными для работы свойствами. Для дальнейшего моделирования найдена длина затвора транзисторов, которая составляет 180 нм. Наличие дополнительного сопротивления подводящих линий может привести к неверным выходным данным при работе нейросети на кроссбар-структурах. В частности, измерения тока при включении ячеек в различной комбинации показали, что линейность операций сохраняется, но есть различия для включений вдоль линий слов и бит.

# Микроэлектронные сенсоры на основе магниторезистивных тонкопленочных структур

Н. А. Дюжев, М. Ю. Чиненков\*, В. В. Парамонов, Н. А. Филиппов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, Зеленоград, Москва, 1124498  
\*chinenkov@inbox.ru

В рамках работы рассмотрены технологические аспекты и режимы получения анизотропных магниторезистивных пленок с повышенной чувствительностью. Рассмотрена стабилизация магниторезистивной структуры с помощью встроенных планарных катушек, а также стабилизация с помощью тонких магнито жестких слоев. На основе полученных магниторезистивных структур исследованы макеты микроэлектронных сенсоров с четной и нечетной функциональной характеристикой. Исследована технологическая возможность создания сенсора магнитного поля и сенсор угла поворота на основе полученных магниторезистивных структур.

Создание устройств, способных измерять магнитное поле, представляет значительный интерес в промышленности. Безусловным лидером являются сенсоры, принцип действия которых основан на магниторезистивном эффекте в тонких ферромагнитных пленках. Анизотропные магниторезистивные сенсоры обладают целым рядом достоинств, а именно: высокая чувствительность к магнитному полю; малые габариты; малое энергопотребление; нечувствительность к механическим воздействиям; возможность работы в широком диапазоне температур [1, 2]. Магниторезистивные сенсоры, как и другие изделия микроэлектроники, состоят не только из ферромагнитных слоев. Для успешного функционирования используются контактные, пассивирующие, адгезионные слои. Основным компонентом магнитных сенсоров является ферромагнитная тонкая пленка (FeNi, FeNiCo, CoFeV и др.) толщиной 40–50 нм, которая формируется методом магнетронного осаждения на кремниевые подложки. Магниторезистивные свойства хорошо проявляются, когда магнитные домены пермаллоевой пленки выровнены в одном направлении. Для этого в процессе изготовления пленка подвергается воздействию сильного магнитного поля для формирования ориентации вектора намагниченности  $M$ , или легкой оси намагничивания. При исследовании сенсоров на основе анизотропного магнитосопротивления наибольшее внимание уделено следующим факторам: состав и структура слоев; параметры осаждения (скорость осаждения, параметры вакуума, подогрев подложки и др.); топология слоев. Далее при проектировании сенсора четыре идентичных магниторезистора соединяются по мостовой схеме. Мостовой магниторезистивный сенсор имеет легкую ось, которая принудительно формируется встроенной плоской катушкой SET/RESET. Подача короткого установочного импульса тока через катушку формирует поле, ориентирующее магнитные домены пленок сенсора в одном направлении.

В мировом масштабе задачи создания магниторезистивных сенсоров решаются такими фирмами, как Philips, Honeywell и др. Однако в России не существует крупносерийного производства микроэлектронных сенсоров, что ставит нашу промышленность в зависимость от зарубежных поставок. Данная работа направлена на исследование возможности применения магниторезистивных структур при создании микроэлектронных сенсоров.

## Проведение исследований

В основе принципа действия высокочувствительной магниторезистивной структуры лежит АМР-эффект, который основан на способности пермаллоевой (NiFe) пленки изменять свое сопротивление в зависимости от ориентации протекающего через пленку тока к направлению ее вектора намагниченности. Формирование магнитной пленки производится в сильном магнитном поле для ориентации магнитных областей в одинаковом направлении. Пленки формируются осаждением тонкого слоя пермаллоя на кремниевую пластину с предварительно напыленной диэлектрической пленкой. Получены экспериментальные образцы анизотропной магниторезистивной пленки для создания на ее основе высокочувствительных сенсоров магнитного поля. Пленка была получена с помощью магнетронного осаждения; материал пленки NiFe 80:20% толщина пленки  $30 \pm 5$  нм; значение АМР-эффекта 1,0 – 2,0%, удельное сопротивление 25 Ом/кв., коэрцитивная сила 80–100 А/м, поле анизотропии 300–350 А/м. Подложкой служит пластина кремния с диэлектрическим слоем  $\text{SiO}_2$  (>300 нм) /  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (>80 нм). Температура подложки при напылении составляет  $\sim 250$  °С. Для улучшения АМР-эффекта проводится отжиг в вакууме ( $10^{-5}$  мм рт. ст.) при температуре 350 в течение 3 часов в магнитном поле (рис. 1). После отжига параметры пленки улучшаются: значение АМР-эффекта 2,0–2,5 %, коэрцитивная сила  $\sim 120$  А/м, поле анизотропии  $\sim 400$  А/м.

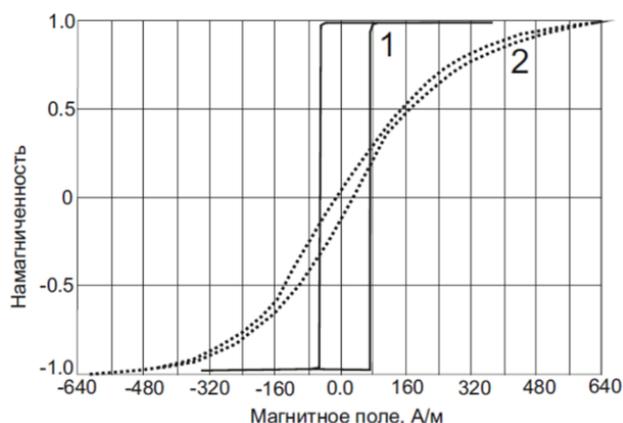


Рис. 1. Кривая перемагничивания вдоль легкой (1) и трудной (2) осей в пленке пермаллоя после отжига при температуре 350 °С в течение 3 часов в магнитном поле

Резистивные тонкопленочные элементы имеют вид тонких полос ферромагнитного материала (как правило, пермаллой) с нанесенными на них наклонными шунтирующими полосками из немагнитного низкоомного проводника (алюминий). Наклонные полоски служат для линейаризации выходной характеристики сенсора. Для построения сенсора (рис. 2), четыре идентичные магниторезистивные пленки соединяются по мостовой схеме.

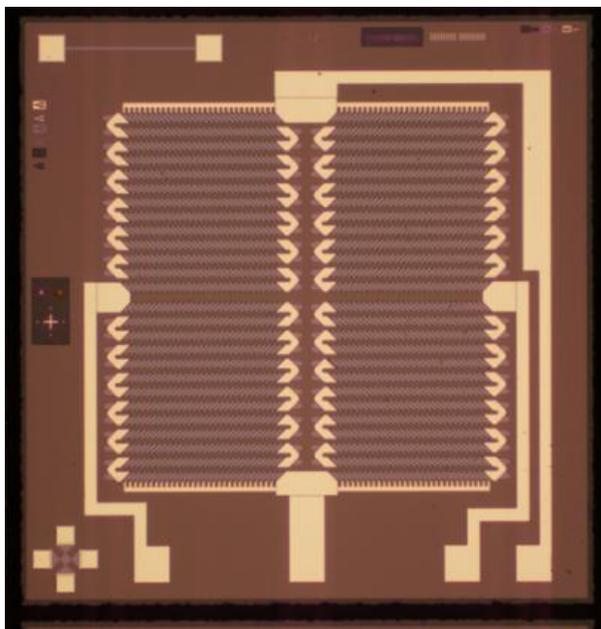


Рис. 2. Магниторезистивный сенсор магнитного поля

Мостовой магниторезистивный сенсор имеет ось предпочтительного намагничивания или «легкую» ось, которая принудительно формируется встроенной плоской катушкой SET/RESET. Подача короткого установочного импульса тока 2–5 А длительностью 1–2 мкс через катушку SET/RESET формирует поле, ориентирующее магнитные домены пленок сенсора в одном направлении. Для восстановления максимальной чувствительности датчика требуется периодическое проведение данной процедуры. Сильное внешнее магнитное поле постепенно ослабляет чувствительность датчика. Смещение характеристики датчика происходит также из-за присутствия вблизи сенсора крупного ферромагнитного объекта. Внешнее поле компенсируется с помощью второй встроенной в сенсор катушки OFFSET. Помимо компенсации смещения характеристики от паразитных магнитных полей, при помощи катушки OFFSET производится автокалибровка усиления магниторезистивного моста в процессе работы. Эта процедура необходима и для температурной компенсации параметров сенсора.

Для эффективной работы сенсора на основе анизотропного магнитосопротивления необходимо создать поле подмагничивания для однонаправленной ориентации вектора намагниченности во всех магниторезистивных полосках. При работе в недостаточном или отсутствующем поле подмагничивания характеристики сенсора не могут быть гарантированы,

так как происходит уменьшение чувствительности и резкое возрастание гистерезиса. Для нивелирования подобного негативного эффекта в мировой практике используется несколько способов подмагничивания: с помощью постоянного магнита; с помощью плоской катушки; с помощью магнито жесткого слоя.

Функциональные характеристики сенсора имеют геометрические размеры (топология) слоев. Управляя топологией, можно получить сенсор с четной или нечетной характеристикой: сенсор магнитного поля (рис. 2) или сенсор угла поворота (рис. 3).

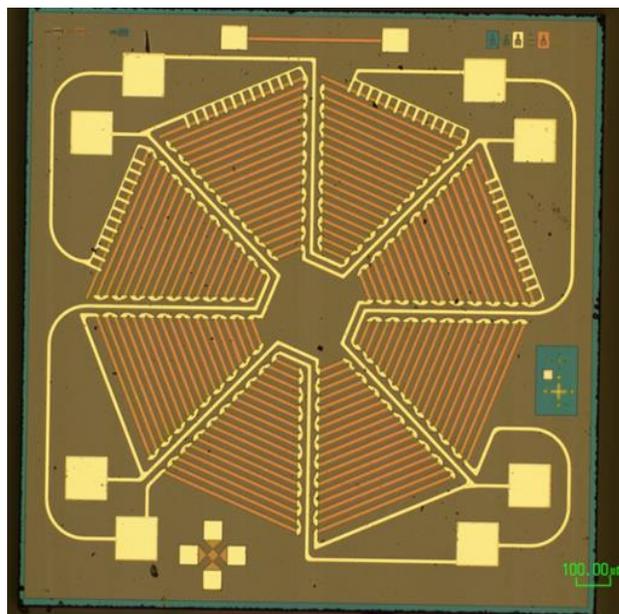


Рис. 3. Магниторезистивный сенсор угла поворота

## Выводы

В рамках работы рассмотрены технологические аспекты и режимы получения анизотропных магниторезистивных пленок с повышенной чувствительностью. Рассмотрена стабилизация магниторезистивной структуры с помощью встроенных планарных катушек, а также стабилизация с помощью тонких магнито жестких слоев. На основе полученных структур исследованы макеты микросенсоров с четной и нечетной характеристикой: сенсор магнитного поля и сенсор угла поворота.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (контракт № 075-15-2021-1350 от 05.10.2021, внутренний номер 15.SIN.21.0004) и проведена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.

## Литература

1. S. Tumanski Thin film magnetoresistive sensors. – CRC Press, 2001. P. 83.
2. Н. А. Дюжев, Н. С. Мазуркин, В. С. Поздняков, М. Ю. Чиненков, А. С. Юров. // Известия вузов. Электроника. 2015. Т. 20, № 2. С. 113–119.

# Магнитные свойства гетероструктуры $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ на подложке $\text{NdGaO}_3$

Т. А. Шайхулов<sup>1,\*</sup>, А. А. Матвеев<sup>1,6</sup>, В. В. Демидов<sup>1</sup>, В. Е. Сизов<sup>2</sup>, М. П. Темиряева<sup>2</sup>, А. Г. Темиряев<sup>2</sup>, Д. А. Волков<sup>1,3</sup>, А. Р. Сафин<sup>1,3</sup>, М. Н. Маркелова<sup>4</sup>, В. А. Амеличев<sup>5</sup>, Д. В. Калябин<sup>1</sup>, С. А. Никитов<sup>1,6</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>2</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Красноказарменная ул., 17, стр. 1Г, Москва, 111250

<sup>4</sup>Химический факультет МГУ, 1, стр. 3, Ленинские Горы, Москва, 119991

<sup>5</sup>С-Инновации, Научный проезд, 20–2, технопарк «Слава», Москва, 117246

<sup>6</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

\*shcaihulov@hitech.cplire.ru

Методом магнетронного распыления выращена серия гетероструктур  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ , с разными толщинами антиферромагнитного слоя  $\text{SrMnO}_3$ . Представлены результаты рентгеноструктурного исследования полученных образцов, а также измерений эффекта Холла в широком диапазоне температур, угловой зависимости ферромагнитного резонанса и изучения доменной структуры во внешнем магнитном поле с помощью магнитно-силовой микроскопии.

## Введение

Эпитаксиальные гетероструктуры манганитов смешанной валентности открывают возможности для создания устройств, основанных на магнитных явлениях и конкурирующих взаимодействиях, возникающих на границе гетероструктуры. Одно из межфазных явлений – дополнительная однонаправленная анизотропия. Ее возникновение объясняется обменным взаимодействием между ферромагнитными (ФМ) и антиферромагнитными (АФМ) спинами на границе раздела. Пленка  $\text{SrMnO}_3$  (SMO) относится к семейству  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ . Полиморфы SMO обладают антиферромагнитными диэлектрическими свойствами G-типа с температурой Нееля ( $T_N$ ), которая варьируется от 260 до 278 К [1].

Наличие обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ позволяет разрабатывать улучшенные магнитные материалы с новыми свойствами. Благодаря межфазной связи уникальные электрические, магнитные и транспортные свойства АФМ могут быть объединены для управления ФМ-слоем. Например, соседний слой АФМ увеличивает магнитотвердость ФМ путем обменного смещения [2] или усиливает перенос спинового тока от ФМ [3].

## Результаты

Тонкие пленки  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  (LSMO) наносились на полированные монокристаллические подложки (110)  $\text{NdGaO}_3$  (NGO) размером  $5 \times 5$  мм и толщиной 0,5 мм, после нанесения ферромагнитного слоя напылялся слой антиферромагнитного SMO. Эпитаксиальный рост пленок манганитов стронция и лантана происходит при температуре подложки 800 °С в смеси газов  $\text{Ar}$  и  $\text{O}_2$  (3 : 2) при давлении 0,5 мбар и мощности ВЧ-генератора и магнетронной пушки 50 Вт.

На рис. 1 показаны участки дифракционной картины от 40 до 54 градусов, на которых видно, что на образцах нашей серии выросли пленки LSMO с ориентацией (001) и пленка SMO с ориентацией (001). Согласно результатам рентгеноструктурного анализа, слой LSMO вырос с величиной постоянной кристаллической решетки по оси  $c$  равной 3,918 Å. Величина

постоянной решетки слоя SMO по оси  $c$  составляет 3,858 Å.

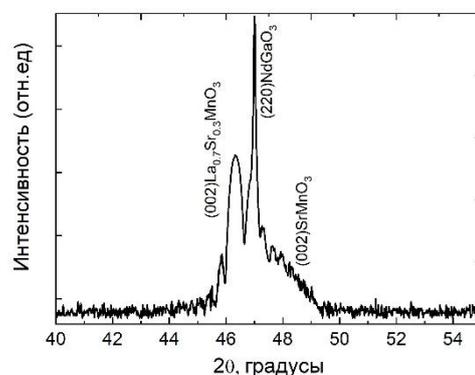


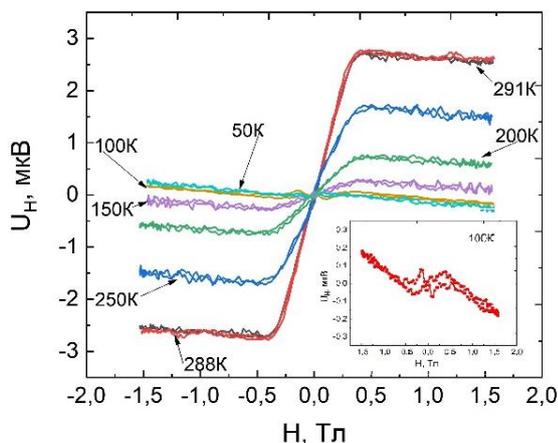
Рис. 1. Дифрактограмма брэгговского отражения гетероструктуры SMO(10 нм)/LSMO(44 нм), выращенной на подложке NGO

На рис. 2 представлены результаты «холловских» измерений в нормальном к плоскости гетероструктур SMO/LSMO магнитном поле, показаны данные по напряжению Холла при постоянных температурах. Все кривые сняты ниже  $T_c$ . На вставке к рис. 2 показана зависимость холловского напряжения при температуре 100 К. При магнитном поле, равном примерно 0,1 Тл, наблюдается возникновение пиков, возможным объяснением которых может быть возникновение топологического эффекта Холла.

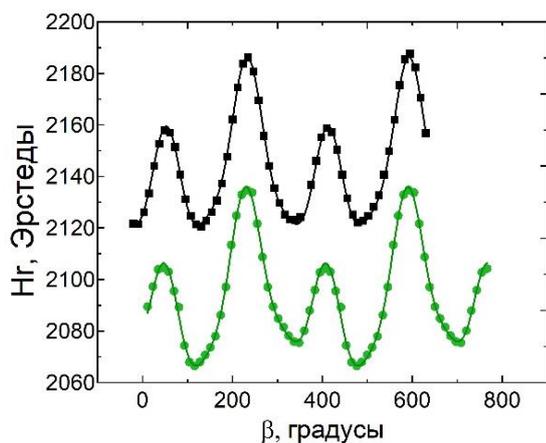
На рис. 3 представлены результаты угловой зависимости резонансного поля, вращающегося в плоскости образца, для двух гетероструктур SMO/LSMO. Различие в значениях резонансного поля при повороте магнитного поля на 180 градусов связано с возникновением однонаправленной магнитной анизотропии при нанесении слоя антиферромагнетика (SMO).

На рис. 4 представлены магнитно-силовые изображения гетероструктуры SMO/LSMO с толщиной слоя LSMO 44 нм и островковыми образованиями SMO толщиной порядка 2 нм. В нашем случае спины пленки LSMO имеют монодоменный вид, однако из-за напыления островковой пленки SMO, толщиной около 2 нм, образуется магнитный контраст, состоящий из черной точки и пары светлых хвостов длиной

около 2 мкм, образующих V-образную форму. Чернобелый биполярный контраст, обнаружен около каждого островка. Причина возникновения связана с дефектом, вызванным нанесением слоя SMO с постоянной кристаллической решеткой существенно меньшей, чем у пленки LSMO.



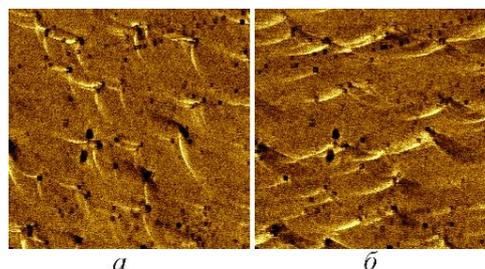
**Рис. 2.** Холловские измерения гетероструктуры SMO(2 нм)/LSMO(44 нм) при температурах 291 К (черный), 288 К (красный), 250 К (синий), 200 К (зеленый), 150 К (фиолетовый), 100 К (золотой), 50 К (голубой). На вставке – холловские измерения при температурах 100 К (красные круги)



**Рис. 3.** Угловые зависимости резонансного поля. Черные квадраты – SMO(2 нм)/LSMO(44 нм), зеленые круги SMO(10 нм)/LSMO(44 нм). Сплошные линии – расчетная аппроксимация

**Таблица 1.** Значения магнитных параметров гетероструктуры SMO/LSMO: намагниченности ( $M_{eff}$ ), кубической анизотропии ( $H_c$ ), одноосной анизотропии ( $H_u$ ), однонаправленной анизотропии ( $H_f$ )

	SMO(10 нм) /LSMO(44 нм)	SMO(2 нм) /LSMO(44 нм)
$M_{eff}$ , Э	$3041 \pm 1$ Э	$2868 \pm 1$ Э
$H_c$ , Э	$2,8 \pm 0,1$ Э	$3,1 \pm 0,1$
$H_u$ , Э	$27 \pm 2$ Э	$28 \pm 2$
$H_f$ , Э	$31,2 \pm 0,5$ Э	$26,8 \pm 0,4$



**Рис. 4.** MCM-изображения гетероструктуры SMO(2 нм)/LSMO(44 нм) в касательном поле  $H = -6$  Э (а) и  $H = 9$  Э (б). Размер скана 13 мкм

### Выводы

В гетероструктурах  $\text{SrMnO}_3/\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  наблюдается возникновение однонаправленной анизотропии при комнатной температуре. При нанесении на ферромагнитный слой  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  пленки  $\text{SMO}_3$ , с величиной постоянной кристаллической решетки меньше, чем у  $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$  наблюдается появление V-образных доменов. При 100 К наблюдается возникновение пиков, возможным объяснением которых может быть возникновение топологического эффекта Холла.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-79-00016.

### Литература

1. R. Søndenå, P. Ravindran, S. Stølen, T. Grande, and M. Hanfland // *Phys. Rev.* 2006. V. 74. P. 144102.
2. J. Nogués and I. K. Schuller // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 1999. V. 192. P. 203–232.
3. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang // *Physical Review Letters.* 2014. V. 113. P. 097202.

# Влияние интерфейса на генерацию пикосекундных импульсов ТГц-излучения в спинтронных эмиттерах Co/Pt

Л. А. Шелухин<sup>1,\*</sup>, А. В. Кузикова<sup>1</sup>, А. В. Телегин<sup>2</sup>, В. Д. Бессонов<sup>2</sup>, А. М. Калашникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург

\*shelukhin@mail.ioffe.ru

В работе рассмотрено влияние интерфейса на генерацию ТГц-импульсов в спинтронных структурах ферромагнетик/нормальный металл на примере структуры Co/Pt. Показано увеличение эффективности ТГц-эмиссии при введении в структуру градиентного слоя с плавным переходом от кобальта к платине на интерфейсе. Анализ зависимостей амплитуды ТГц-импульсов и сверхбыстрого размагничивания от плотности лазерной накачки показал, что ключевую роль играет эффективность преобразования спин-поляризованного тока в зарядовый.

## Введение

Генерация электромагнитного излучения в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот – актуальная фундаментальная задача, а источники такого излучения востребованы в целом ряде применений, от исследования биологических объектов до создания систем безопасности [1]. Спинтронные эмиттеры, в которых генерация ТГц-излучения происходит в результате возбуждения в них лазерно-индуцированной спиновой динамики, показали себя перспективными источниками широкополосных импульсов с частотами от долей терагерц вплоть до 20 ТГц [2]. Однако интенсивность излучения таких источников пока уступает альтернативам, в частности, генераторам на основе нелинейно-оптических эффектов в ниобате лития и органических кристаллах [3]. В связи с этим важной фундаментальной и прикладной задачей является поиск путей оптимизации структур, используемых для создания спинтронных эмиттеров.

## Результаты

Цель этой работы – определение влияния интерфейса ферромагнетик / тяжелый металл (ФМ/ТМ) на эффективность преобразования оптических фемтосекундных лазерных импульсов в ТГц-импульсы. Для этого была отобрана серия гетероструктур и сплавов Co-Pt с различными интерфейсами (в скобках – толщины слоев в нанометрах):

- 1) Si/Ta(2)/Pt(3)/Co(1,2)/Ta(2) – структура с резким интерфейсом ФМ/ТМ;
- 2) Si/Ta(2)/Co<sub>75</sub>Pt<sub>25</sub>(4.6)/Ta(2) – сплав ФМ-ТМ;
- 3) Si/Ta(2)/Pt(3)/Co<sub>25</sub>Pt<sub>75</sub>(0,4)/Co<sub>50</sub>Pt<sub>50</sub>(0,4)/Co<sub>75</sub>Pt<sub>25</sub>(0,4)/Co(1,2)/Ta(2) – структура с градиентным интерфейсом ФМ/ТМ.

Основная экспериментальная методика работы – ТГц-спектроскопия с временным разрешением. Фемтосекундный лазерный импульс с центральной длиной волны 800 нм, длительностью ~50 пс и плотностью энергии до 15 мДж/см<sup>2</sup> воздействовал на образец, индуцируя сверхбыстрое размагничивание вплоть до 30% в ферромагнитных слоях, содержащих кобальт. В результате этого в слой платины инжектируется импульс спин-поляризованного тока, который преобразуется в импульс электрического тока вследствие обратного спинового эффекта Холла (ISHE). Этот импульс тока служит источником пикосекунд-

ного импульса ТГц-излучения. Излучение детектировалось методом электрооптического сэмпинга при помощи кристаллов ZnTe и GaP.

Во всех исследуемых структурах наблюдалась генерация ТГц-излучения с максимумом частоты 3 ТГц. Было показано, что в структуре № 3 с градиентным интерфейсом Co-Pt эффективность преобразования является наибольшей. Полученное при плотности оптической накачки 2,5 мДж/см<sup>2</sup> электрическое поле в импульсе в такой структуре достигало 3 кВ/см (рис. 1), что в ~2 раза превышает поле, генерируемое в структуре № 1 с резким интерфейсом, а также превосходит типичные значения для образцов такого состава [4].

Важно, что ранее для данной серии образцов была обнаружена схожая тенденция в изменении величины интерфейсного взаимодействия Дзялошинского – Мория (iDMI) [5]. Таким образом, дизайн интерфейса оказывает существенное влияние на спин-орбитальные эффекты, ответственные как за iDMI, так и за ISHE и связанную с ним ТГц-эмиссию.

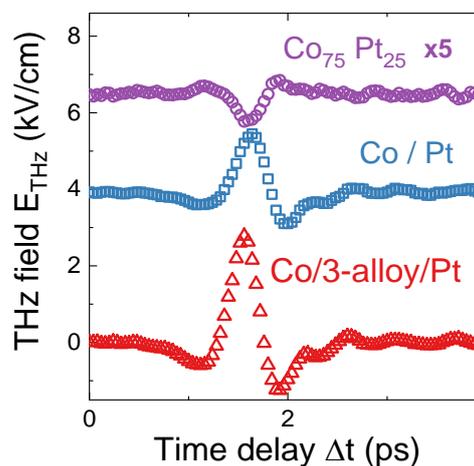


Рис. 1. Временной профиль ТГц-излучения, полученного при лазерно-индуцированном возбуждении сплава Co<sub>75</sub>Pt<sub>25</sub> (круглые символы), структуры Co/Pt с резким интерфейсом (квадраты) и многослойной структуры с градиентным интерфейсом между Co и Pt (треугольники)

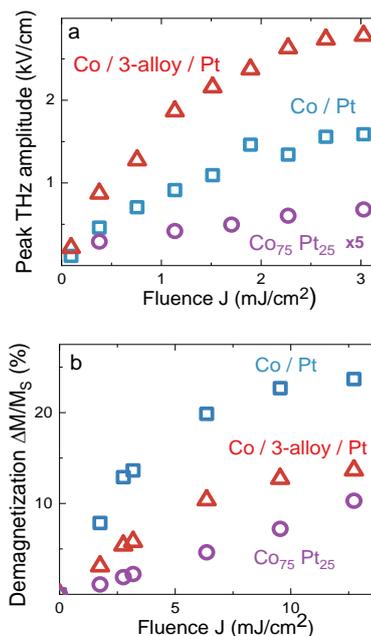
Еще одним механизмом генерации ТГц-импульсов может быть сверхбыстрое размагничивание само по себе, что и наблюдалось в образце № 2, состоящем из одиночного слоя сплава Co<sub>75</sub>Pt<sub>25</sub> (см. рис. 1). Помимо

того, что измеренный сигнал на порядок меньше, чем в случае структуры с градиентным интерфейсом, он имеет другой знак. Таким образом, нельзя объяснить увеличение эффективности генерации сложением эффектов ISHE и эффекта от размагничивания в сплаве, находящемся на интерфейсе.

Для того чтобы выявить связь сверхбыстрого размагничивания с ТГц-эмиссией, была проведена дополнительная серия измерений по методике фемтосекундной магнитооптической накачки-зондирования. В этом случае детектируется поворот плоскости поляризации импульса зондирования, пропорциональный величине намагниченности, как функция времени его задержки относительно накачки. На рис. 2 показана зависимость величины электрического поля ТГц-импульса (а) и сверхбыстрого размагничивания от плотности лазерной накачки (b). Во всем диапазоне использованной в эксперименте плотности возбуждения лазерно-индуцированное размагничивание в структуре с резким интерфейсом *выше*, чем в структуре с градиентным, а амплитуда ТГц-эмиссии при этом *ниже*. Кроме того, при плотности накачки около  $3 \text{ мДж/см}^2$  зависимость амплитуды ТГц-импульса насыщается, в то время как в этом диапазоне зависимость сверхбыстрого размагничивания остается линейной. Из этого можно сделать вывод, что эффективность ТГц-генерации нелинейно зависит от лазерно-индуцированного размагничивания, и необходимо учитывать эффективность преобразования спин-поляризованного тока в зарядовый.

## Выводы

Экспериментально было показано, что введение в спинтронную структуру Co/Pt градиентного интерфейса в разы увеличивает эффективность ТГц эмиссии за счет обратного спинового эффекта Холла по сравнению со структурами с резким интерфейсом. Возможным объяснением этого эффекта может быть подмагничивание платины в градиентном слое, что приводит к уменьшению рассеяния спин-поляризованного тока.



**Рис. 2.** Зависимость величины электрического поля ТГц-импульса от плотности лазерной накачки (а). Величина сверхбыстрого размагничивания как функция плотности лазерной накачки (b)

## Финансирование

Л. А. Ш., А. В. К. и А. М. К. благодарят за финансовую поддержку Российский научный фонд (проект № 23-12-00251, <https://rscf.ru/project/23-12-00251/>). Авторы благодарят за предоставленные образцы А. С. Самардака, ДвФУ.

## Литература

1. X. C. Zhang, J. Xu. Introduction to THz wave photonics. 29, 246. New York : Springer, 2010.
2. T. Seifert, et al. // Nature Photon. 10, 483 (2016).
3. J. A. Fülöp, et al. // Adv. Opt. Mater. 8, 1900681 (2020).
4. G. Li, et al. // Phys. Rev. Mater. 3, 084415 (2019).
5. J. Park, et al. // Acta Mater. 241, 118383 (2022).

# Стабилизация магнитных скирмионов с произвольными топологическими индексами в неоднородном поле сверхпроводящего вихря

М. С. Шустин\*, Д. М. Дзедзисашвили

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036  
\*mshustin@yandex.ru

Показано, что орбитальные эффекты магнитного поля могут индуцировать скалярное киральное взаимодействие, которое в сильно коррелированных системах по своей амплитуде может быть сравнимо с взаимодействием Дзялошинского – Мория. Продемонстрировано, что в неоднородных магнитных полях такое взаимодействие может приводить к стабилизации магнитных скирмионов с произвольными значениями топологического заряда. Рассмотрен вопрос стабилизации таких возбуждений в поле рассеяния пирловского сверхпроводящего вихря. Полученные результаты могут иметь приложения при описании формирования нетривиальных магнитных структур в полях сверхпроводящих вихрей в гетероструктурах сверхпроводник – киральный магнетик типа  $[\text{Ir}_1\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Pt}_1]^{10} / \text{MgO} / \text{Nb}$ .

## Введение

Исследование магнитных скирмионов в неоднородных магнитных полях в настоящее время приобрело актуальность в контексте изучения связанных состояний магнитный скирмион (МС) – сверхпроводящий вихрь (СВ). Так, недавно было экспериментально обнаружено, что такие пары, МС – СВ, могут формировать устойчивые состояния в гетероструктурах [1]. При этом теоретически было показано, что одним из факторов стабилизации аксиально-симметричной структуры МС – СВ могут быть неоднородные поля СВ [2–4]. Одной из причин активизации изучения связанного состояния МС – СВ является то, что на таких структурах были предсказаны майорановские моды (ММ), имеющие существенные перспективы в области квантовых вычислений (см., например, обзоры [5, 6]). Так, было показано, что в планарных гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик ММ могут локализоваться на магнитных скирмионах если: 1) последние являются магнитными скирмионами высокого порядка (МСВП) [7]; 2) они формируют связанное состояние со сверхпроводящим вихрем [8]. В настоящей работе мы показываем, что неоднородное магнитное поле от сверхпроводящего вихря само по себе может привести к возникновению МСВП за счет орбитальных эффектов. С магнитной точки зрения влияние орбитальных эффектов магнитного поля сказывается в возникновении так называемого скалярного кирального взаимодействия, которое в случае однородного поля пропорционально плотности топологического заряда магнитной конфигурации, а в неоднородных полях может приводить к новым структурам. При этом в сильно коррелированных электронных системах вклад от скалярного кирального взаимодействия в энергию стабилизации МСВП может быть сравним с вкладом взаимодействия Дзялошинского – Мория для простых скирмионов [9].

Далее, учитывая результаты работы [10], в которой была продемонстрирована возможность стабилизации аксиально-несимметричных связанных состояний МС – СВ, мы исследовали особенности  $C_n$ -симметричных связанных конфигураций типа скирмионный мешок [11] – СВ, принимая во внимание орбитальные эффекты магнитного поля.

## Результаты

Условия формирования МСВП и скирмионных мешков исследовались в рамках континуальной версии энергетического функционала, описывающего энергию магнитной системы:

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle f,g \rangle} J \cdot \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{S}_g + \sum_{\langle f,g \rangle} D \cdot [\mathbf{S}_f \times \mathbf{S}_g] + \sum_{\langle f,g,l \rangle} \mathcal{K} \cdot \mathbf{S}_f \cdot [\mathbf{S}_g \times \mathbf{S}_l] - \sum_f \mathcal{B}_f \cdot S_f^z. \quad (1)$$

Здесь первые два слагаемых правой части описывают обменное взаимодействие и взаимодействие Дзялошинского – Мория между узлами  $f$  и  $g$ , являющимися ближайшими соседями, с амплитудами  $J > 0$  и  $D > 0$  соответственно. Третье слагаемое описывает скалярное киральное взаимодействие между тремя ближайшими узлами  $f$ ,  $g$  и  $l$  с амплитудой  $\mathcal{K}$ . Микроскопическое происхождение такого взаимодействия связано с орбитальными эффектами магнитного поля. Параметр  $\mathcal{B}_f$  определяет выраженную в энергетических единицах напряженность неоднородного внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси  $z$ , ортогональной плоскости пленки. Была использована иерархия энергетических параметров  $J \gg \mathcal{K} \sim D \gg \mathcal{B}$ , которая может иметь место при рассмотрении слоистых сильно коррелированных систем [9].

Вопрос о стабилизации МСВП в неоднородном поле рассматривался в рамках вариационного подхода для континуальной версии классического функционала (1). В качестве пробной функции, описывающей формирование таких структур, использовался анзац:

$$m_x = \sin \Theta \cos n\varphi, \quad m_y = \sin \Theta \sin n\varphi, \quad (2)$$

$$m_z = \cos \Theta,$$

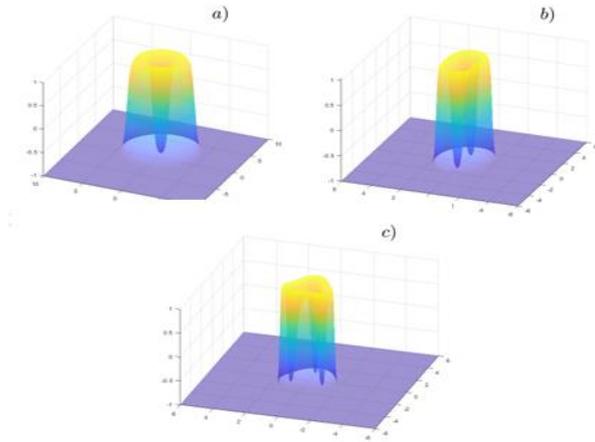
$$\Theta = 2 \arctan \left( \frac{\cosh \frac{R}{w}}{\sinh \frac{r}{w}} \right),$$

Такая параметризация имеет смысл аксиально-симметричной 1D доменной стенки, где  $w$  – её ширина,  $R$  – расстояние от центра скирмиона до её середины. При этом топологический заряд таких структур  $|Q|=|n|$ .

При параметризации скирмионных мешков, обладающих топологическими зарядами  $Q = g - 1 > 0$ , использовалась подстановка (2) при замене  $\theta \rightarrow \theta_g$ , где

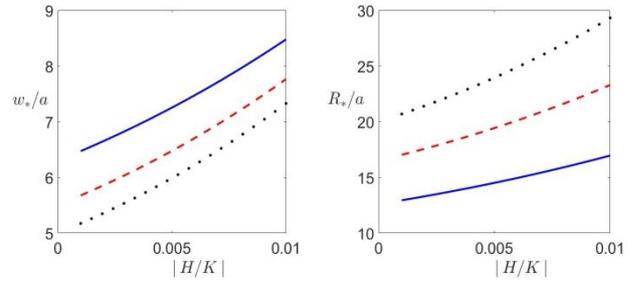
$$\theta_g = \pi - 2 \arctan \left( \frac{\cosh R_1/w_1}{\sinh \sqrt{a^2 + r^{2g} + 2ar^g \cos g\varphi} / w_1} \right) - 2 \arctan \left( \frac{\cosh R_2/w_1}{\sinh \sqrt{a^2 + r^{2g} + 2ar^g \cos g\varphi} / w_1} \right).$$

Визуализация  $m_z$ -компонент поля намагниченности скирмионных мешков, построенных с использованием последней подстановки для случаев  $g = 2, 3$ , приведена на рис. 1.



**Рис. 1.** Пространственные профили  $m_z$ -компонент поля намагниченности магнитного скирмиониума (a) и скирмионных мешков (b и c), обладающих топологическими зарядами  $Q = 0, 1, 2$  соответственно

Пространственная зависимость профилей неоднородного поля сверхпроводящего вихря  $\mathcal{B}(r) = H \cdot h(r)$  моделировалась в соответствии с работами [3, 4]. Так, в случае, когда характерные размеры вихря существенно превышают размеры скирмионов, в пространственной области последних предполагалось  $h \sim 1/r$ . В результате решения вариационной задачи было показано, что нетривиальные магнитные структуры, обладающие различными значениями топологических индексов, могут стабилизироваться в неоднородном поле СВ, в том числе путем скалярного кирального взаимодействия. В частности, определены характерные размеры МСВП в зависимости от напряженности приложенного неоднородного магнитного поля  $H$ , рис. 2.



**Рис. 2.** Зависимости оптимальной ширины доменной стенки  $w_*$  (слева) и радиуса  $R_*$  (справа) МСВП от напряженности внешнего магнитного поля с профилем  $\sim 1/r$ . Кривая, пунктир и точки отвечают МСВП с  $|Q| = 2, 3, 4$

## Выводы

Орбитальные эффекты неоднородного поля рассеяния сверхпроводящего вихря могут выступать в качестве фактора, стабилизирующего двумерные топологические магнитные структуры с различными значениями топологических зарядов. В качестве последних могут выступать магнитные скирмионы высокого порядка или скирмионные мешки.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 23-1-3-52-1).

## Литература

1. A. P. Petrović, M. Raju, X. Y. Tee, et.al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 117205.
2. E. S. Andriyakhina and I. S. Burmistrov // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 174519.
3. E. S. Andriyakhina, S. Apostoloff, I. S. Burmistrov // Pis'ma v ZhETF. 2022. V. 116. P. 801.
4. S. S. Apostoloff, E. S. Andriyakhina, P. A. Vorobyev, et.al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. L220409.
5. U. Güngördü, A. A. Kovalev // J. Appl. Phys. 2022. V. 132. P. 041101.
6. A. O. Zlotnikov, M. S. Shustin, and A. D. Fedoseev // J. Supercond. Nov. Magn. 2021. V. 34. P. 3053.
7. G. Yang, P. Stano, J. Klinovaja, and D. Loss // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 224505.
8. S. Rex, I.V. Gornyi, and A. D. Mirlin // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 064504.
9. M. S. Shustin, V. A. Stepanenko, D. M. Dzebisashvili // Phys. Rev. B. 2023. V. 107. P. 195428.
10. S. Rex, I. V. Gornyi, and A.D. Mirlin // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 064504.
11. F. N. Rybakov, N. S. Kiselev // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 064437.

# Исследование магнетосопротивления и микроволнового поглощения трехмерного топологического изолятора $\text{Bi}_{1,1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0,9}\text{Te}_2\text{S}$

Т. Н. Эндерова<sup>1,2,\*</sup>, В. О. Сахин<sup>1</sup>, Р. Б. Зарипов<sup>1</sup>, Е. Ф. Куковицкий<sup>1</sup>, Ю. И. Таланов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики, ул. Кремлевская, 16а, Казань, 420111 tenderova101@mail.ru

Исследованы механизмы, определяющие магнетосопротивление топологических изоляторов  $\text{Bi}_{1,1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0,9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0; 0,02; 0,04$ ) при помощи двух независимых методов: измерения сопротивления четырехконтактным методом на постоянном токе и регистрацией нерезонансного микроволнового поглощения. Исследуемые образцы обладают низкой объемной проводимостью, что облегчает изучение процессов рассеяния носителей тока на поверхности. По данным измерений обоих методов был обнаружен в низких полях (до 600 Э) квантовый интерференционный вклад в проводимость, соответствующий случаю слабой антилокализации. По данным измерений на постоянном токе обнаружили, что внешнее магнитное поле ( $H > 1$  кЭ) приводит к возникновению активационной щели в энергетическом спектре поверхностных носителей тока в образцах с Sn  $x = 0,02$  и  $0,04$ . Сравнительный анализ данных на постоянном токе и на высокой частоте позволяет сделать оценку верхней границы эффективной массы поверхностных носителей тока.

## Введение

Топологические изоляторы (ТИ) известны благодаря уникальным электромагнитным свойствам поверхностного проводящего состояния. Одним из самых интригующих направлений исследования ТИ является взаимодействие поверхностного проводящего состояния с магнитным полем, под действием которого могут кардинально измениться транспортные свойства ТИ [1]. Поведение магнетосопротивления ТИ определяется различными механизмами, которые по-разному проявляют себя в определенных диапазонах полей.

В данной работе представлены результаты исследования магнетосопротивления одного из лучших по своим транспортным свойствам ТИ:  $\text{Bi}_{1,1-x}\text{Sn}_x\text{Sb}_{0,9}\text{Te}_2\text{S}$  ( $x = 0; 0,02; 0,04$ ). В этом соединении Sb, S и Sn представляют собой компенсирующие примеси [2], снижающие объемную проводимость. Влияние олова на транспортные свойства наблюдаются в поведении  $R(T)$ : для соединений с  $x = 0,02$  и  $0,04$  при высоких температурах основной вклад в сопротивление вносит полупроводниковый объем, который характеризуется большой величиной запрещенной зоны  $\Delta E \approx 150$  мэВ для обоих образцов. При понижении температуры ( $T < 100$  К) объемная составляющая сопротивления резко возрастает, и на передний план выходит сопротивление поверхностного слоя, которое имеет линейный ход, характерный для металлов.

## Методика эксперимента

В дополнение к классическим транспортным измерениям на постоянном токе нами был использован высокочастотный метод – регистрация нерезонансного микроволнового поглощения (МВП). Измерения МВП проводились с помощью спектрометра ЭПР Elexsys E580 (Bruker) X-диапазона ( $f_0 = 9,6$  ГГц).

Проведенные эксперименты показали, что регистрация нерезонансного МВП – чувствительный метод для анализа интересующих нас поверхностных состояний топологических изоляторов. Кроме того, измерение транспортных характеристик высокочастотными методами позволяет получить дополнительные сведения об исследуемых системах – напри-

мер, информацию об эффективной массе  $m^*$  и времени рассеяния  $\tau_0$  носителей тока.

В работе [3] показано, что  $dP/dH \sim d\rho/dH$ , что позволяет нам напрямую сравнивать результаты измерений на постоянном токе и на высокой частоте. Полученные зависимости  $dP/dH$  были проинтегрированы для удобства сравнения с  $R(H)$ , полученными в измерениях на постоянном токе.

## Результаты и обсуждение

В измерениях на постоянном токе были получены зависимости  $R(T, H)$ . С ростом магнитного поля ход магнетосопротивления меняется, что обусловлено влиянием разных механизмов рассеяния. В малых магнитных полях ( $H < 600$  Э) при  $T$  от 4,2 до 20 К основной вклад в магнетосопротивление  $R(H)$  вносит квантовая интерференция, которая приводит к эффекту слабой антилокализации (WAL). Аналогичное проявление WAL было обнаружено и в измерениях полевых зависимостей МВП  $P(H)$ . С использованием теоретической зависимости, описывающей вклад квантовой интерференции в проводимость [4], была сделана оценка длины фазовой когерентности  $l_\phi$  носителей тока для образца с  $x = 0,04$  (оценка  $l_\phi \approx 350$  нм как для  $R(H)$ , так и для  $P(H)$  при  $T = 4,2$  К). Зная  $l_\phi$ , была сделана оценка времени расфазировки, которая оказалась примерно равной для обоих методов:  $\tau_\phi \approx 4 \cdot 10^{-13}$  с.

Известно, что классическое магнетосопротивление для большинства металлов имеет квадратичную зависимость от магнитного поля в малых полях, а в больших – линейную [5]. Рост магнетосопротивления в более высоких полях, где квантовая интерференция разрушена, также обусловлен возникновением щели в энергетическом спектре поверхностных носителей тока. Наличие щели можно наблюдать в зависимости  $R(T)$  при включении постоянного магнитного поля. При  $H = 5$  кЭ в температурном диапазоне, где транспортные свойства определяются поверхностным проводящим слоем,  $R(T)$  имеет полупроводниковый характер, в отличие от металлического хода при  $H = 0$ . Оценка энергетической щели составила:  $E_a \approx 2$  мэВ для образца с  $x = 0,04$  и  $E_a \approx 60$  мкэВ для  $x = 0,02$ .

В больших магнитных полях выполняется условие  $\omega_c \gg \omega_0$  ( $\omega_c = eH/m^*$  – циклотронная частота,  $\omega_0$  – рабочая частота спектрометра), поэтому зависимости  $R(H)$  и  $P(H)$  должны совпадать. Для образца с  $x = 0,04$  расхождение между данными  $R(H)$  и  $P(H)$  наблюдается в полях  $H < 800$  Э. Это расхождение не связано с эффектом WAL, так как оценки времени расфазировки для носителей тока оказались одинаковыми, как в измерениях на постоянном токе, так и на высокой частоте. В полях, где данные  $R(H)$  и  $P(H)$  расходятся, должно выполняться условие  $\omega_c < \omega_0$ , что позволяет сделать оценку  $\omega_c$ . Через эту величину, в свою очередь, можно получить оценку верхнего предела эффективной массы носителей тока. Для исследуемого нами образца с содержанием олова  $x = 0,04$  эффективная масса составила:  $m^* = 0,2m_0$ , что согласуется с данными для подобных соединений, полученными другими методами [6].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20153.

## Литература

1. C-Z Chang, M. Li // J. Phys.: Condens. Matter. 28, 123002 (2016).
2. S. K. Kushwaha, I. Pletikosić, et al. // Nat. Commun. 7, 11456 (2016).
3. M. Golosovsky // Phys. Rev. B. 76, 184414 (2007).
4. S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka // Prog. Theor. Phys. Vol. 63, no. 2 (1980).
5. Н. Н. Сирота // Доклады Академии наук. 2004. Т. 394, № 2. С. 190–194.
6. B. Cheng, L. Wu, S. K. Kushwaha, et al. // Phys. Rev. B. 94, 201117 (2016).

# За пределом RKKY: диссипация в системе спиновых примесей, связанных с электронной краевой модой

В. И. Юдсон

Международная лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000  
Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Троицк, Москва, 108840  
vyudson@hse.ru

Исследованы эффекты диссипации в системе спиновых примесей, слабо взаимодействующих с электронным резервуаром. Обычное, индуцированное обменом электронами, RKKY-взаимодействие спинов описывается эффективным спиновым гамильтонианом с набором точных собственных состояний. Описание распада возбужденных состояний требует выхода за рамки гамильтонова RKKY-описания. В данной работе вычислены скорости распада возбужденных состояний пары спиновых примесей, связанных с электронами геликоидальной краевой моды. Показано, что среди состояний пары имеются как светлые (с относительно быстрым распадом), так и темные – долгоживущие возбужденные состояния. Последние могут представить интерес для квантовой информатики.

Обычное описание системы спиновых примесей, слабо связанных с электронным резервуаром, основано на исключении, тем или иным способом, электронных переменных и выводе эффективного спинового гамильтониана RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida), см. [1]). Этот гамильтониан описывает в нижайшем (втором по параметру связи) порядке обменное взаимодействие спинов через электроны резервуара. Спиновый гамильтониан имеет набор точных собственных спиновых состояний, энергии которых зависят от геометрии системы и свойств резервуара. Какие-либо эффекты диссипации на этом уровне отсутствуют. Проблема регулярного описания диссипативной спиновой кинетики за рамками RKKY-подхода обусловлена статистикой спиновых операторов, для которых отсутствует удобная диаграммная техника. Ряд теоретико-полевых подходов к этой задаче основан на том или ином представлении спиновых операторов в виде комбинации более простых операторов, например, майорановских фермионов [2–4]. Возникающая эффективная теория поля позволяет, в принципе, вычислить спиновые корреляционные функции с учетом диссипации энергии в электронный резервуар. Здесь мы ограничимся изложением наиболее простых результатов, а именно, приведем оценки скоростей распада возбужденных состояний спинового гамильтониана. В качестве конкретной системы берутся спиновые примеси (каждая со спином  $1/2$ ), расположенные вблизи геликоидальной краевой моды двумерного топологического изолятора. Такие системы рассматривались ранее (см., например, [5]) в связи с поиском причин неидеальности краевого кондактанса. В интересующем нас случае двух примесей эффективный спиновый гамильтониан в RKKY-приближении имеет вид

$$H_R = -E[S_1^+ S_2^- + S_1^- S_2^+]; \quad E = J^2 / (4\pi\nu R),$$

где  $\nu$  – фермиевская скорость электронов,  $R$  – расстояние между примесями; константа слабой связи  $J$  отвечает условию:  $J \ll \nu$ . Выражение для энергии RKKY приведено для случая невзаимодействующих электронов (когда параметр Латтингера  $K = 1$ ) и может быть обобщено на случай  $K < 1$  (отталкивательное взаимодействие) при условии  $K > 1/2$  (т. е. при доминировании RKKY над эффектом Кондо, см. [6]). Основное состояние  $|t\rangle$  спинового RKKY гамильтониана представляет собой триплет с нулевой  $z$ -

проекцией спина и энергией  $-E$ . Две другие компоненты триплета,  $|u\rangle$  (проекция  $+1$ ) и  $|d\rangle$  (проекция  $-1$ ), имеют нулевую энергию. Наконец, синглетное состояние  $|s\rangle$  имеет энергию  $+E$ . Учет взаимодействий за рамками RKKY-приближения приводит к распаду состояний  $|u\rangle$  и  $|d\rangle$  в основное состояние  $|t\rangle$  с возбуждением электронного резервуара. Верхнее же состояние  $|s\rangle$  может распадаться как напрямую в  $|t\rangle$ , так и каскадно – через  $|u\rangle$  и  $|d\rangle$ .

**Результаты.** В предположении, что вызванные распадом уширения возбужденных состояний эффективного спинового гамильтониана малы по сравнению с разностью энергий ( $\sim E$ ), оценки соответствующих скоростей перехода могут быть сделаны в рамках золотого правила Ферми. Скорости переходов из промежуточных состояний,  $|u\rangle$  и  $|d\rangle$ , в основное  $|t\rangle$  совпадают и даются выражением

$$\Gamma \propto (J/\nu)^2 E \ll E.$$

Распад верхнего состояния  $|s\rangle$  по любому из каналов происходит значительно медленнее – со скоростью

$$\gamma \propto (J/\nu)^6 E \ll \Gamma \ll E.$$

**Выводы.** Параметрическая малость найденных скоростей распада соответствует сделанному предположению, оправдывая тем самым применение формулы Ферми. Любопытным является факт аномально низкой скорости распада верхнего (синглетного) состояния. Эта малость связана с особой симметрией  $|s\rangle$  состояния спиновой пары. Такое долгоживущее, устойчивое к диссипации состояние может представить интерес для квантовой информатики.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

## Литература

1. C. Kittel. Quantum Theory of Solids (Wiley, New York, 1963).
2. J. L. Martin // Proc. R. Soc. London A. 1959. V. 251. P. 536–542.
3. H. J. Spencer // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 515–530.
4. P. Schad, Yu. Makhlin, B. N. Narozhny, G. Schon, and A. Shnirman // Ann. Phys. 2015. V. 361. P. 401–422.
5. B. L. Altshuler, I. L. Aleiner, and V. I. Yudson // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 086401 (1–5).
6. O. M. Yevtushenko, V. I. Yudson // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 147201 (1–6).

# Управление шириной интерфейса в структурах терагерцовых спинтронных источников Co/Pt облучением ионами гелия

П. А. Юнин<sup>1,\*</sup>, М. В. Сапожников<sup>1</sup>, Е. А. Караштин<sup>1</sup>, И. Ю. Пашенькин<sup>1</sup>, Р. В. Горев<sup>1</sup>, И. А. Антонов<sup>2</sup>, Д. С. Королев<sup>2</sup>, Ю. А. Дудин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600

\*yunin@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние облучения ионами гелия на свойства многослойных магнитных структур «ферромагнетик / тяжелый металл» для спинтронных источников терагерцового излучения. Исследуется зависимость ширины интерфейса в структуре Co/Pt, определенной неразрушающим методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии, от флюенса ионов гелия. Показан рост ширины переходного слоя на границе Co/Pt от 0,59 нм для исходного образца до 0,95 нм для облученного с флюенсом ионов  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Наблюдается корреляция величины флюенса с уширением интерфейсов и с изменением магнитооптических свойств структуры.

## Введение

В качестве одного из источников импульсов излучения терагерцового диапазона рассматриваются спинтронные источники на основе многослойных магнитных структур «ферромагнетик / тяжелый металл» [1]. Известно, что эффективность излучения терагерцового импульса спинтронными источниками на основе, например, Co/Pt при воздействии на них фемтосекундного импульса накачки зависит от ширины интерфейса между металлическими слоями. Существуют работы, показывающие кратное увеличение эффективности излучения при формировании на границе пленок переходного слоя  $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$  с переменным составом, что объясняется уменьшением спинового сопротивления на размытой границе [2]. Управлять шириной интерфейса можно как на стадии изготовления многослойных структур путем нанесения промежуточных слоев, так и после изготовления с помощью внешних факторов. Одним из факторов, контролируемо влияющих на ширину интерфейсов в многослойных структурах, является перемешивание, индуцированное ионным облучением. Ранее было показано, что облучение структур Co/Pt и Co/W с анизотропией типа «легкая ось» ионами гелия приводит к росту поверхностного взаимодействия Дзялошинского – Мориа, которое достигает максимума при флюенсе облучения ионами гелия  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$  [3]. Одним из основных эффектов, к которым приводит такое облучение, является «размытие» интерфейса между ферромагнетиком и тяжелым металлом, что соответствует созданию требуемой переходной области.

В данной работе предлагается исследовать изменение структурных и магнитооптических свойств структур спинтронных источников терагерцового диапазона Pt/Co/стекло после облучения их различными флюенсами ионов гелия. Многослойная магнитная структура была изготовлена в ИФМ РАН методом высоковакуумного магнетронного распыления на установке AJA-2200. Полученная структура была расколота на четыре идентичные части, одна из которых была оставлена нетронутой, а три подвергались ионному облучению. Облучение ионами гелия с энергией 30 кэВ и флюенсами  $10^{14}$ ,  $10^{15}$  и  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  проводилось в НИФТИ ННГУ на ионно-лучевой установке ИЛУ-3. В программном комплексе SRIM проводи-

лось моделирование атомного перемешивания на интерфейсе Co/Pt для данного режима облучения. Структурные изменения исследовались методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (МУРР), изменения магнитооптических свойств – методом керровской магнитооптической магнитометрии.

## Результаты

Исследование структур методом МУРР выполнялось на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover. Решение обратной задачи проводилось в программном комплексе DIFFRAC.Leptos путем подгонки кривых, рассчитанных по модели структуры, под измеренные экспериментально. В моделях варьировались толщины слоев и ширины переходных областей между ними. Плотности Co и Pt оказались близки к табличным и не варьировались при подгонке. Для описания изменения плотности на границах в модели использовалась функция ошибок с варьируемым параметром  $\sigma$ . Измерения для исходной необлученной структуры дали следующие параметры структуры:  $h(\text{Pt}) = 3 \text{ нм}$ ;  $h(\text{Co}) = 2 \text{ нм}$ ;  $\sigma(\text{air}/\text{Pt}) = 0,22 \text{ нм}$ ;  $\sigma(\text{Pt}/\text{Co}) = 0,59 \text{ нм}$ ;  $\sigma(\text{Co}/\text{glass}) = 0,35 \text{ нм}$ . Аналогичные измерения были проведены и для облученных структур.

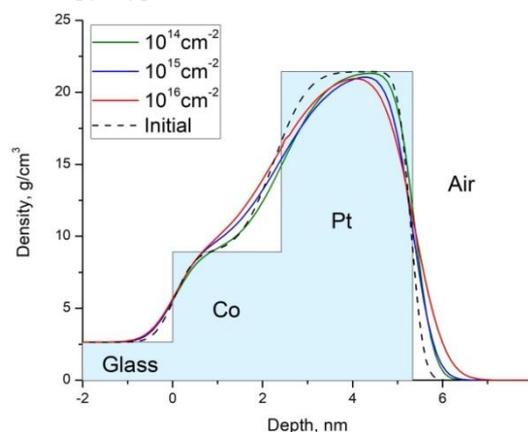


Рис. 1. Схема расположения слоев в структуре Co/Pt и профили плотности, определенные методом МУРР

На рис. 1 построены профили плотностей, определенные по результатам подгонки данных рефлектометрии. Видно, что с ростом флюенса ионов гелия,

ширина переходных областей на границах слоев возрастает. В табл. 1 приведены значения параметров  $\sigma$  функции ошибок, описывающей переходный слой на всех интерфейсах в структуре.

Таблица 1. Ширины интерфейсов  $\sigma$ , определенные методом МУРР для структур, облученных разными флюенсами  $\text{He}^+$

Флюенс, $\text{см}^{-2}$	$\sigma(\text{air/Pt})$ , нм	$\sigma(\text{Pt/Co})$ , нм	$\sigma(\text{Co/glass})$ , нм
исходная	0,22	0,59	0,35
$10^{14}$	0,33	0,78	0,45
$10^{15}$	0,4	0,94	0,43
$10^{16}$	0,53	0,95	0,46

Из таблицы явно виден рост ширин всех интерфейсов в структуре с увеличением флюенса ионов гелия. Ранее аналогичные результаты качественно наблюдались на периодических многослойных структурах Co/Pt методом просвечивающей электронной микроскопии [4]. Метод МУРР подтверждает возможность управления шириной интерфейсов в таких структурах с помощью облучения ионами гелия, но при этом является неразрушающим и позволяет давать количественную оценку уширения интерфейсов.

Для качественного подтверждения полученных результатов было также проведено моделирование процесса ионного облучения для структуры Pt/Co/стекло в программном комплексе SRIM. На рис. 2 приведены распределения смещенных под воздействием налетающих ионов гелия атомов мишени – кобальта и платины. Видно формирование области перемешивания на границе, ширина которой по порядку величины совпадает со значениями дополнительного уширения интерфейсов, полученных из метода МУРР. Далее планируется разработать методику пересчета распределения смещенных атомов в профили плотности для их количественного сравнения с результатами МУРР.

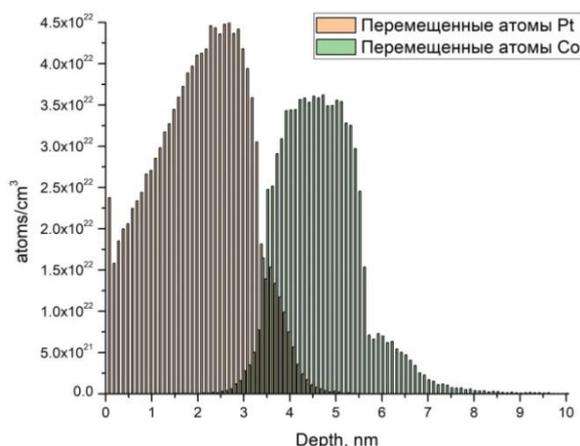


Рис. 2. Распределение перемещенных атомов Co и Pt при флюенсе ионов  $\text{He} 10^{16} \text{см}^{-2}$ , смоделированное в программном комплексе SRIM

Важно было установить корреляцию между облучением, изменением структурных и магнитных свойств образцов. Для этого были проведены также и магнитооптические измерения. На рис. 3 приведены

кривые перемагничивания для исходной и облученных с разными флюенсами структур Co/Pt, исследованных ранее методом МУРР.

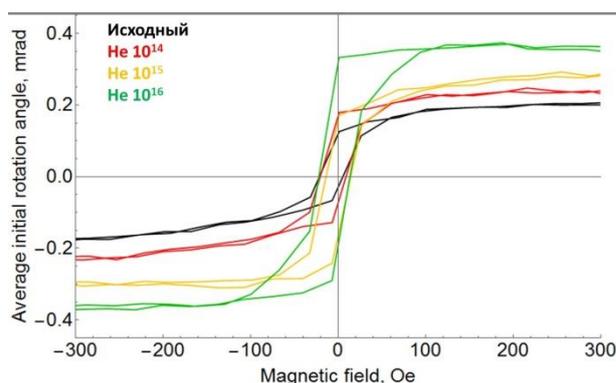


Рис. 3. Кривые перемагничивания для исходной и облученных с разными флюенсами ионов гелия структур

У исследованного образца Co/Pt с увеличением флюенса ионов гелия монотонно увеличивается величина магнитооптического вращения. Видна монотонная зависимость между флюенсом, уширением интерфейсов и изменением магнитооптических характеристик структуры. В дальнейшем планируется изучение вопроса о том, как подобные изменения могут повлиять на мощность генерации терагерцового излучения в подобных структурах.

## Выводы

На примере системы Co/Pt было показано, что облучение ионами гелия позволяет управлять шириной интерфейса в многослойных структурах «ферромагнетик / тяжелый металл». Уширение интерфейсов качественно следует из моделирования в SRIM облучения структуры Pt(3 нм)/Co(2 нм)/стекло ионами  $\text{He}^+$  с энергией 30 кэВ. Экспериментально уширение интерфейсов было подтверждено неразрушающим методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии. Показано, что с ростом флюенса монотонно растет ширина интерфейсов, а также величина магнитооптического вращения. Дальнейшие исследования будут касаться связи изменения структурных и магнитооптических характеристик после ионного облучения с мощностью генерации терагерцового излучения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-22-00295.

## Литература

1. C. Bull, S. M. Hewett, R. Ji, et al. // APL Mater. 9, 090701 (2021).
2. G. Li, R. Medapalli, R. V. Mikhaylovskiy, et al. // Phys. Rev. Mater. 3, 084415 (2019).
3. Н. С. Гусев, Ю. А. Дудин, А. В. Садовников и др. // ФТТ. 63 (9), 1263 (2021).
4. Д. А. Татарский, Н. С. Гусев, В. Ю. Михайловский и др. // ЖТФ. 89 (11), 1674 (2019).

# Анализ перехода к квантовому режиму в джозефсоновских магнитных туннельных переходах

В. В. Юрлов<sup>1,2,\*</sup>, К. А. Звездин<sup>1,2,3</sup>, А. К. Звездин<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700

<sup>2</sup>Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

\*yurlov.vv@phystech.edu

В работе исследована возможность перехода к квантовому режиму в магнитных туннельных переходах. Получены условия, при которых проекцию намагниченности на выделенную ось и азимутальный угол можно рассматривать как квантовые операторы, аналогичные соответствующим величинам в теории сверхпроводящих переходов Джозефсона. На основе математического изоморфизма магнитных туннельных переходов и сверхпроводящих переходов были описаны различные типы кубитов, реализуемых на базе магнитных гетероструктур.

С момента открытия эффекта спина и гигантского магнитосопротивления динамика магнитного момента, индуцируемая спиновым током в различных гетероструктурах, привлекает все больше внимания из-за значительной энергоэффективности и скорости спиновой динамики. В частности, эти результаты активно используются для создания современных спинтронных устройств, и магнитные туннельные переходы играют важную роль в этой технологической области. Магнитный туннельный переход состоит из двух ферромагнитных слоев, которые разделены тонкой пленкой изолятора, и эти гетероструктуры имеют широкий спектр возможного применения. Преимущества и особенности таких структур зависят от свойств свободного слоя. Например, использование материалов с перпендикулярной магнитной анизотропией позволяет снизить критические токи и улучшить термическую стабильность. Однако использование легкоплоскостных магнетиков может открыть другие технологические особенности данных гетероструктур. Интересным здесь является тот факт, что из-за специфической симметрии магнитных туннельных переходов на основе легкоплоскостных магнетиков уравнения спиновой динамики могут быть математически идентичны или изоморфны сверхпроводящему джозефсоновскому переходу. Эта особенность позволяет нам говорить о возможности создания современных спинтронных устройств, которые могут обладать некоторыми свойствами сверхпроводящих переходов. Джозефсоноподобная магнитная структура изучается в основном в антиферромагнитных пленках из-за высоких частот, которые могут быть вызваны эффектом переноса спина. Однако объектом интереса может быть и возможность реализации квантовой системы на основе существующих ферромагнитных гетероструктур. Другими словами, мы должны найти условия, при которых магнитный туннельный переход можно описывать, как квантовую двухуровневую систему.

**Результаты.** Объектом исследования является изучение возможности перехода к квантовому режиму в легкоплоскостном магнитном туннельном переходе. Получены эффективный лагранжиан и гамильтониан магнитного туннельного перехода и показан их математический изоморфизм с задачей о квантовых переходах Джозефсона. Получены границы применимости, при которых возможно рассмотрение макроскопических параметров, как квантово-механических операторов. Проанализированы допу-

стимые величины и длительность импульса спинового тока, при которых также возможен квантовый переход (рис. 1). Получены характерные геометрические параметры магнитного туннельного перехода для реализации квантового приближения.

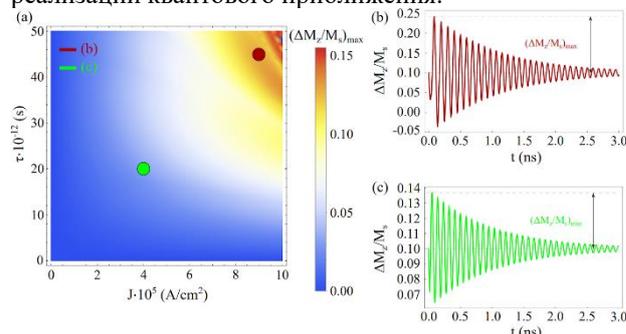


Рис. 1. Максимальное отклонение магнитного момента от положения равновесия системы (a) и осцилляции магнитного момента вблизи положения равновесия (b, c)

В результате при низких температурах и слабой диссипации в магнитной системе могут проявляться квантовые свойства [1]. Исходя из анализа лагранжиана, при различных объемах магнитной пленки могут быть реализованы различные аналоги джозефсоновских кубитов на базе магнитного туннельного перехода: зарядовый, потоковый и трансмон [2, 3]. Квантовые эффекты, связанные с макроскопической динамикой в джозефсоновском переходе, могут быть описаны, если заряд и фазу понимать как операторы обобщенного импульса и координаты соответственно. В нашем случае данными величинами являются проекция намагниченности на направление, перпендикулярное плоскости магнетика (или полярный угол), и азимутальный угол соответственно.

**Выводы.** В результате работы получены условия, при которых в магнитных туннельных структурах возможен переход к квантовому режиму. На основе формализма Лагранжа получены динамические уравнения и описан переход к квантовым операторам. Проанализированы параметры структуры, которые необходимы для реализации различных типов кубитов: трансмона, зарядового и потокового.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке РФФ № 22-12-00367.

## Литература

1. А. К. Звездин // ЖЭТФ. 2002. Т. 122, № 4(10). С. 879–885.
2. A. Kringhoj et al. // Phys. Rev. B. V. 97, no. 6. P. 060508.
3. D. Riste et al. // Nature Commun. 2013. V. 4, no. 1. P. 1913.

# Нетепловая фотоиндуцированная редукция коэрцитивного поля в тонких эпитаксиальных пленках L1<sub>0</sub>-фазы FePt и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub>

Р. В. Юсупов<sup>1,\*</sup>, А. В. Петров<sup>1</sup>, С. И. Никитин<sup>1</sup>, Л. Р. Тагиров<sup>1,2</sup>, А. С. Камзин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, Сибирский тракт, 10, Казань, 420029

<sup>3</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

\*Roman.Yusupov@kpfu.ru

Выполнены исследования времяразрешенного магнитооптического эффекта Керра в тонких эпитаксиальных пленках соединения FePt и твердого раствора FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> с перпендикулярной магнитной анизотропией на подложках MgO (001). Изучена эволюция петель гистерезиса на малых (100 фс – 1 нс) и больших (1 – 20 пс) временных масштабах после возбуждения фемтосекундным световым импульсом. Обнаружен эффект долгоживущей нетепловой редукции коэрцитивного поля. Величина коэрцитивного поля восстанавливается на временном масштабе единиц миллисекунд. Предложена гипотеза, связывающая наблюдаемое явление с возбуждением высокодобротных акустических резонансов в системе подложка/пленка и сильным магнитоупругим взаимодействием в материалах пленок.

Стремительное развитие информационных технологий неразрывно связано с увеличением объемов данных, основными носителями которых на сегодняшний день остаются жесткие диски на тонких магнитных пленках. Непосредственное увеличение емкости жестких дисков достигается путем повышения плотности записи или, эквивалентно, уменьшением размеров магнитных зерен, отвечающих за бит информации. Уменьшение объема частиц ограничено возникновением суперпарамагнитного эффекта, когда направление намагниченности зерна начинает испытывать флуктуации. Критерий, удовлетворение которого обеспечивает требуемую в устройствах хранения данных стабильность, определяется как  $K_u V / k_B T \geq 60$ , где  $K_u$  – константа одноосной анизотропии,  $V$  – объем зерна,  $k_B$  – постоянная Больцмана и  $T$  – температура [1]. Уменьшение размеров магнитных зерен оказывается возможным при использовании материалов с большой магнитокристаллической анизотропией. В этом плане привлекают внимание ферромагнитные тонкие пленки упорядоченной L1<sub>0</sub>-фазы соединения FePt. Константа магнитокристаллической анизотропии в эпитаксиальных пленках L1<sub>0</sub>-FePt на подложке MgO (001) имеет величины, достигающие  $10^7$  эрг/см<sup>3</sup> [2, 3]. Кроме того, эти пленки являются легкоосными системами с равновесным направлением намагниченности, перпендикулярным плоскости пленки. Большое значение константы анизотропии, с одной стороны, позволяет уменьшить размер магнитных зерен, оставаясь вдали от суперпарамагнитного предела. С другой стороны, повышенное значение константы анизотропии требует не всегда реалистичных значений индукции магнитного поля для переключения намагниченности. Для уменьшения поля переключения магнитоупругих сред была предложена технология термоассистированной магнитной записи (heat-assisted magnetic recording, HAMR) с нагревом магнитного зерна, например светом, непосредственно перед приложением магнитного поля записи бита [4].

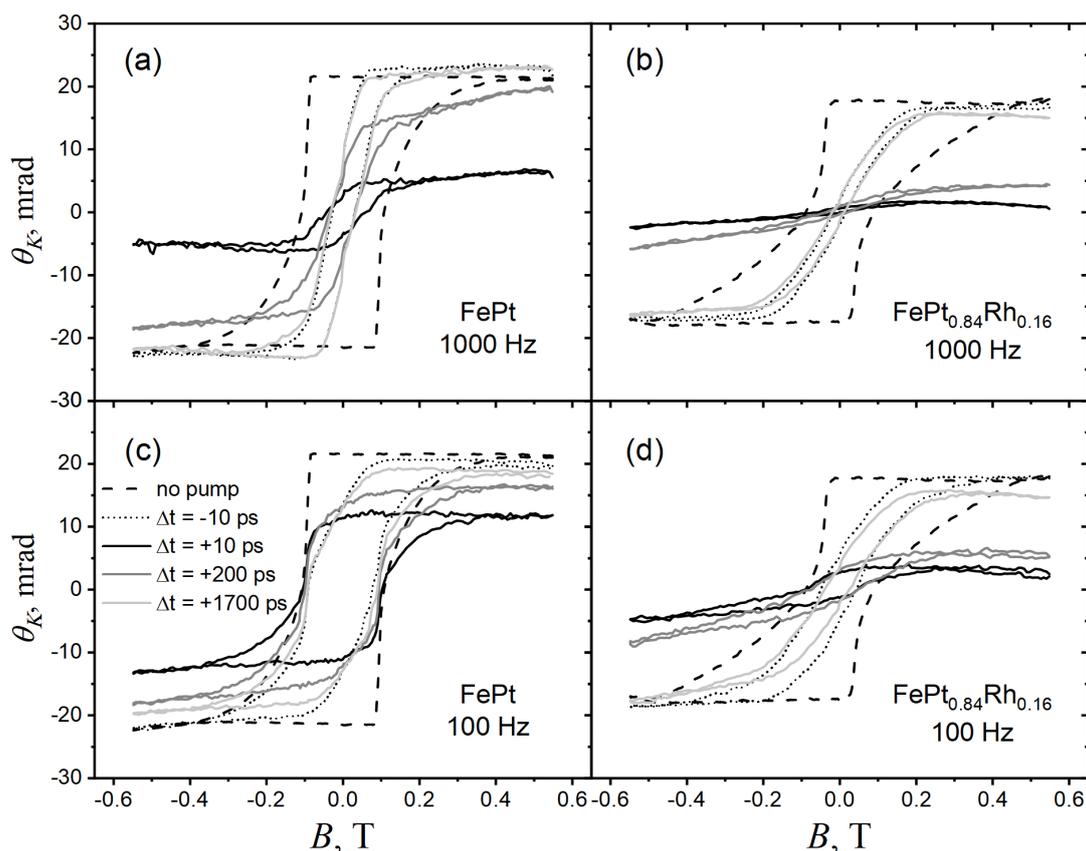
В докладе будут представлены результаты исследования тонких эпитаксиальных пленок составов FePt и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> с перпендикулярной магнитной анизотропией, свидетельствующие о том, что интенсивное фотовозбуждение этих материалов фемтосекундными световыми импульсами приводит к долгоживущей

редукции коэрцитивного поля (коэрцитивной силы) нетепловой природы, восстановление которого происходит на временном масштабе единиц миллисекунд.

Тонкие эпитаксиальные пленки составов FePt и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> были получены методом магнетронного распыления мишеней с целевыми составами на подложки MgO с ориентацией (001), качеством обработки поверхности «epi-polished» и шероховатостью менее 0,5 нм (Crystal GmbH, Германия). Химически упорядоченная L1<sub>0</sub>-фаза с тетрагональной симметрией формировалась путем вакуумного отжига при температуре 650 °C в течение 2 часов. Толщина осаждаемых пленок составляла 20 нм. Появление максимума (001) в рентгеновской дифрактограмме пленок FePt свидетельствует о формировании структуры с тетрагональной симметрией и ориентацией оси  $c$  по нормали к плоскости пленки. Пленки непрерывны и имеют шероховатость ~1 нм по данным атомно-силовой микроскопии.

Сверхбыстрая динамика намагниченности исследовалась методом накачки-зондирования по углу поворота плоскости поляризации, возникающего при отражении от намагниченной поверхности и в первом порядке пропорционального величине намагниченности. В основе экспериментальной установки лежит фемтосекундный лазер Legend Elite USP (Coherent, США) с центральной длиной волны излучения 800 нм, длительностью импульса 35 фс и возможностью варьирования частоты импульсов от одиночных до 1 кГц. Накачка осуществлялась на длине волны 400 нм, а зондирование – на 800 нм.

На рис. 1 показана зависимость формы кривых перемагничивания обеих пленок от задержки между импульсами накачки и зондирования для двух частот следования импульсов – 1 кГц и 100 Гц. На всех четырех панелях рис. 1 видно, что петля гистерезиса изменяется с течением времени после импульса накачки. При этом для частоты импульсов 1 кГц (рис. 1, *a* и *b*) бросается в глаза, что за короткий временной промежуток в 10 пс уменьшается как амплитуда петли гистерезиса (намагниченность насыщения), так и величина коэрцитивного поля. После этого намагниченность насыщения возрастает и к 1,7 нс после импульса накачки практически восстанавливает свое исходное значение.



**Рис. 1.** Кривые перемагничивания тонких эпитаксиальных пленок FePt (a, c) и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> (b, d) по углу поворота Керра при  $T = 300$  К. Пунктирными линиями показаны равновесные кривые. Данные с временным разрешением представлены для частот следования импульсов накачки 1 кГц (a, b) и 100 Гц (c, d). Сплошными черными линиями показаны кривые гистерезиса для задержки относительно импульса накачки  $\Delta t = +10$  пс, темно-серыми для  $\Delta t = +200$  пс, светло-серыми для  $\Delta t = +1700$  пс. Штриховыми (точечными) линиями показаны данные для  $\Delta t = -10$  пс, что соответствует задержке относительно предыдущего импульса в 1 мс (a, b) или 10 мс (c, d). Плотность энергии накачки 6,4 мДж/см<sup>2</sup>

Коэрцитивное поле, однако, после уменьшения к 10 пс, к 1,7 нс после импульса накачки, в отличие от насыщенной намагниченности, не восстановилось. Более того, малая величина коэрцитивного поля сохраняется и к максимально достижимой задержке между импульсами накачки и зондирования, равной периоду следования импульсов (1 мс при 1 кГц). При большей в 10 раз величине периода следования лазерных импульсов (рис. 1, c и d) намагниченность насыщения уменьшается в результате фотовозбуждения, а коэрцитивное поле – очень мало для пленки FePt и заметно меньше, чем для периода 1 мс для пленки FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub>. Исследования зависимости коэрцитивного поля после импульсного фотовозбуждения фемтосекундным световым импульсом от частоты их следования позволили определить временной масштаб, на котором восстанавливается его значение. Восстановление хорошо описывается экспоненциальным законом с характерными временами в 1,9 мс и 2,8 мс для FePt и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> соответственно [5].

Хорошо известно, что тонкие металлические пленки при малой (1 кГц и менее) частоте следования импульсов и использованных нами плотностях энергии накачки как целое (включая электронную, спиновую и решеточную подсистемы), во-первых, не испыты-

вают сильного нагрева. Во-вторых, пленки охлаждаются до практически исходной температуры на временном масштабе порядка сотен пикосекунд – наносекунд, но никак не миллисекунд. Следовательно, описанный выше эффект имеет нетепловую природу.

Для объяснения описанных наблюдений нами предложена гипотеза, связывающая их с возбуждением высокодобротных акустических резонансов в системе подложка/пленка, способствующих в условиях сильного магнитоупругого взаимодействия в пленках FePt и FePt<sub>0,84</sub>Rh<sub>0,16</sub> зарождению доменов и депиннингу доменных стенок – процессов, определяющих осуществление их перемагничивания [5].

### Литература

1. D. Weller, A. Moser // IEEE Trans. Magn. 1999. V. 35, no. 6. P. 4423–4439.
2. K. Inomata, T. Sawa, S. Hashimoto // J. Appl. Phys. 1988. V. 64, no. 5. P. 2537–2540.
3. N. Miyata et al. // J. Phys. Soc. Jpn. 1990. V. 59, no. 5. P. 1817–1824.
4. M. H. Kryder et al. // IEEE Proc. 2008. V. 96, no. 11. P. 1810–1835.
5. А. В. Петров и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, № 2. С. 104–109.

# Синтез и свойства пэгиллированных наночастиц оксида железа для биомедицинских применений

Р. Н. Ярославцев<sup>1,2,\*</sup>, А. В. Тюменцева<sup>1</sup>, М. Н. Волочаев<sup>2</sup>, Ю. В. Герасимова<sup>2</sup>,  
Д. А. Великанов<sup>2</sup>, С. В. Столяр<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036

<sup>2</sup>Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036

\*yar-man@bk.ru

В работе исследована возможность использования пэгиллированных наночастиц магнетита как сорбента при выделении нуклеиновых кислот из клеток. Наночастицы были синтезированы полиольным методом в этиленгликоле с добавлением полиэтиленгликоля. Характеризация наночастиц выполнена методами просвечивающей электронной микроскопии, инфракрасной спектроскопии и вибрационной магнитометрии. Показано, что в единых условиях из  $10^6$  клеток силикатная колонка коммерческого производства позволила выделить 521 нг РНК, а магнитные частицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-PEG@SiO}_2$  – 707 нг РНК, что примерно на 35% больше.

## Введение

Наночастицы оксида железа привлекают особое внимание в биомедицине благодаря значительно большей биобезопасности по сравнению с другими магнитными металлами. Однако, несмотря на преимущества, их применение имеет ряд существенных ограничений при работе в живыми объектами *in vivo*. Среди факторов, вызывающих затруднения, склонность к агрегации с формированием крупных молекул, иммуногенность. Однако все эти недостатки оказываются гораздо менее значительными или даже дают преимущества при применении наночастиц *in vitro*. Достаточно крупные частицы быстрее движутся в магнитном поле, позволяя ускорять процесс сепарации биологических молекул или даже целых клеток. И в этом случае отмечается преимущество магнитных наночастиц перед сорбентами, требующими для осаждения таких процедур как отстаивание или центрифугирование. Применение магнитного поля для отделения молекул позволит осуществлять этот процесс, повышая доступность проведения молекулярно-генетических исследований. Таким образом, синтез частиц с контролируемым размером является важным направлением разработок. Одним из способов контроля размера частиц является добавление при синтезе полиэтиленгликоля (ПЭГ), который, кроме того, обладает хорошей растворимостью в воде и инертностью в биологической среде. В работе была поставлена задача синтезировать магнитные частицы с использованием ПЭГ для создания нанокомпозитов и протестировать их в качестве возможного сорбента при выделении нуклеиновых кислот из клеток без использования центрифуги.

## Результаты

Для синтеза магнитных частиц хлорид железа (III) растворяли в этиленгликоле, затем добавляли ацетат натрия и полиэтиленгликоль. Полученный раствор помещали в автоклав, где нагревали и выдерживали при температуре 200 °С в течение 20 час. Затем смесь охлаждали до комнатной температуры. Полученные наночастицы несколько раз промывали дистиллированной водой для удаления продуктов реакции и хранили в деионизованной воде. На рис. 1 показаны ПЭМ-изображения наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-PEG}$ .

Изображения, полученные при помощи электронной микроскопии, позволяют заключить, что образцы представляют собой наночастицы магнетита размером 10–20 нм, объединенные в гранулы размером 100–200 нм.

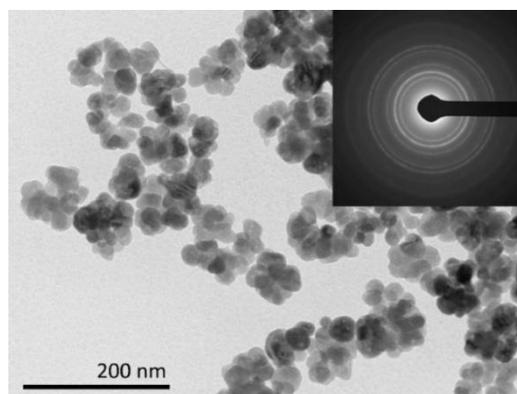


Рис. 1. ПЭМ-изображение наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-PEG}$  и картина микродифракции

Далее наночастицы покрывали оксидом кремния следующим образом. 20 мг частиц суспендировали в 100 мл смеси этанол : вода в соотношении 9 : 1 (v/v), подвергали ультразвуковой обработке, добавляли  $\text{NH}_4\text{OH}$  в качестве катализатора реакции и вносили в смесь по каплям 350 мкл тетраэтоксисилана (ТЭОС). Инкубировали 3 часа при непрерывном механическом перемешивании. По окончании частицы собирали магнитом и отмывали дистиллированной водой. ПЭМ изображение приведено на рис. 2.

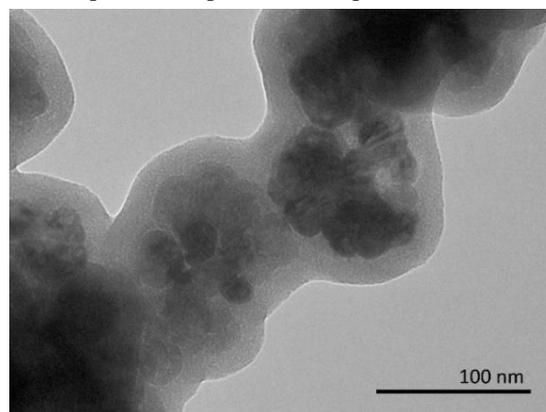


Рис. 2. ПЭМ-изображение наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4\text{-PEG@SiO}_2$

При исследовании методом ИК-спектроскопии было показано присутствие колебаний, соответствующих эфирной группе ( $-\text{CH}_2-\text{O}-\text{CH}_2$ ), гидроксильной группе, метильной и метиленовой группам. Это подтверждает наличие ПЭГ в образцах. Величина дзета-потенциала дает информацию о стабильности коллоидной суспензии. Сильно положительно или отрицательно заряженные частицы имеют тенденцию отталкиваться, делая суспензию более стабильной. Коллоидные суспензии с дзета-потенциалом 20–30 мВ и более считаются стабильными. В нашем случае величина дзета-потенциала составила  $\sim 40$  мВ (рис. 3). Результаты исследования магнитных свойств методом вибрационной магнитометрии приведены на рис. 4. Намагниченность насыщения непокрытых наночастиц составила 74 еме/г, после покрытия  $\text{SiO}_2$  намагниченность уменьшилась до 19 еме/г.

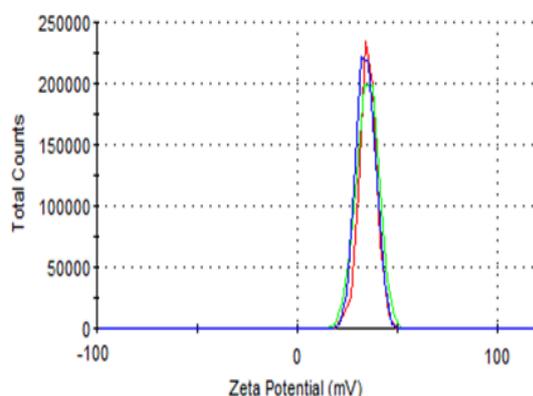


Рис. 3. Дзета-потенциал наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG

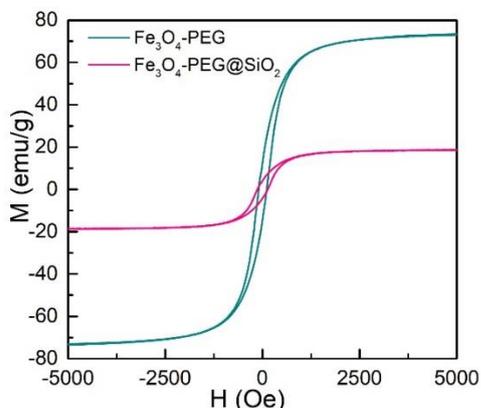


Рис. 4. Петли гистерезиса наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG@ $\text{SiO}_2$

Полученные наночастицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG@ $\text{SiO}_2$  тестировали в качестве сорбента для выделения РНК из клеточных культур. Для тестирования были приготовлены образцы осадка клеток рака мочевого пузыря линии T24, содержащие  $10^6$  клеток. Образцы хранились при температуре  $-80$  °С и размораживались непосредственно перед экспериментом. Молекула РНК, в отличие от ДНК, является очень нестабильной и легко деградирует в ряде случаев, включая выход ионов железа из частиц в раствор. Поэтому было

высказано предположение, что успешное выделение РНК будет означать успех и для менее чувствительной молекулы – ДНК. Выделение РНК производили с использованием набора реагентов для выделения РНК из клеток и тканей RNeasy mini kit (Qiagen, Германия). В качестве сорбента РНК в контрольном образце использовали силикатный фильтр с колонкой, поставляемый в комплекте с набором, а в опытном – 0,5 мг магнитных частиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG@ $\text{SiO}_2$ , вносимых в клеточный лизат. Главное отличие выделения на частицах от такового на силикатных колонках заключалось в отсутствии необходимости центрифугирования: частицы полностью оседали на магните в тот же период времени, что и требовался для проведения манипуляций с центрифугированием колонки. Таким образом, процедура выделения позволяет отказаться от центрифугирования, представляющего затруднение при отсутствии гравитации. По окончании выделения очищенная РНК была элюирована с сорбента, и в образцах были оценены ее концентрация и чистота образца от белковых примесей. Измерения в нанобъеме производились на спектрофотометре SpectroStar Nano (BMG Labtech, Германия). Концентрация РНК оценивалась на длине волны 260 нм, а чистота рассчитывалась как отношение поглощения раствором РНК света при длинах волн 260 (РНК) и 280 (белки) нм –  $A_{260/280}$ . Было показано, что в единичных условиях из  $10^6$  клеток силикатная колонка коммерческого производства позволила выделить 521 нг РНК, а магнитные частицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -PEG@ $\text{SiO}_2$  – 707 нг РНК, что примерно на 35% больше. Известно, что чистота образца РНК считается достаточной для проведения молекулярно-генетических исследований при  $A_{260/280} \geq 2,0$ . Для контрольной колонки это соотношение составило 2,30, а для тестируемых частиц – 2,92.

## Выводы

Таким образом, были синтезированы магнитные наночастицы, позволяющие заменить силикатный сорбент при выделении нуклеиновых кислот. Полученная таким образом РНК является годной для проведения молекулярно-генетических исследований.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках научной тематики госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

## Литература

1. A. Mukhopadhyay, N. Joshi, K. Chattopadhyay, and G. De // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2012. V. 4, 142.
2. A. Lazaro-Carrillo, M. Filice, M. J. Guillén, R. Amaro, M. Viñambres, A. Tabero, K. O. Paredes, A. Villanueva, P. Calvo, M. del Puerto Morales, and M. Marciello // Mater. Sci. Eng. C. 2020. V. 107. 110262.
3. M. Anbarasu, M. Anandan, E. Chinnasamy, V. Gopinath, and K. Balamurugan // Spectrochim. Acta Part A Mol. Biomol. Spectrosc. 2015. V. 135. 536.

## СЕКЦИЯ 5

---

# **Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика**

# О спектральном диапазоне «углеродного окна» в мягкой рентгеновской микроскопии

И. А. Артюков

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991  
iart@lebedev.ru

В работе представлены результаты экспериментов по получению контрастных рентгеновских изображений различных биологических и углеродных объектов на длине волны прозрачности углерода 4,5 нм с помощью Co/C-многослойного сферического зеркала, скандиевых фильтров и лазерно-плазменного источника. Результаты указывают на эффективность методов рентгеновской микроскопии в области «углеродного окна» при исследовании сравнительно толстых углеродосодержащих объектов и микроструктур.

## Введение

Микроскопия в мягком рентгеновском (МР) диапазоне как метод исследования биологических объектов активно развивается, начиная с пионерских работ немецких ученых Рудольфа и Шмаля [1, 2], в которых было предложено использовать излучение в спектральном диапазоне «водяного окна» ( $2,3 < \lambda < 4,4$  нм) с высоким контрастом между углеродосодержащими органическими структурами и их водяной матрицей. В последние десятилетия МР-микроскопия получила дальнейшее развитие, направленное, в основном, на повышение информативности метода (3D-микроскопия [3, 4], NEXAFS-спектромикроскопия [5]) и улучшение практической доступности МР-микроскопов (переход на лабораторные источники излучения и более удобные для рентгеновской оптики длины волн [6]).

Спектральная область так называемого «углеродного окна», т. е. длины волн максимальной в МР-диапазоне прозрачности углерода,  $4,5 < \lambda < 5$  нм также может рассматриваться как расширение области применения МР-микроскопии. Ее особенностями являются:

1) возможность исследовать на просвет существенно более толстые слои органических и других углеродосодержащих материалов, в том числе образцы углеродного топлива;

2) наличие заметного дифференциального контраста в изображениях биологических объектов из-за их различий в химическом составе элементов микроструктуры (рис. 1);

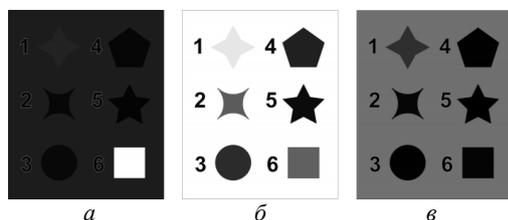


Рис. 1. Моделирование контраста различных биологических материалов, помещенных в парафиновый срез толщиной 3 мкм на разных длинах волн:  $\lambda = 2,3$  нм (а),  $\lambda = 4,5$  нм (б) и  $\lambda = 6,7$  нм (в). Биоматериалы: 1 – липиды, 2 – белки, 3 – хроматин, 4 – нуклеосомы, 5 – ДНК, 6 – вода

3) возможность исследования стандартных медицинских гистологических срезов тканей с фиксацией в парафине без дополнительного замораживания и использования вакуумноплотных ячеек;

4) уменьшенная дозовая нагрузка на биоструктуры из-за относительной прозрачности органелл;

5) сниженные на 1–2 порядка требования к рабочему вакууму, чем в «водяном окне» из-за меньшего поглощения азота;

6) отсутствие проблемы, связанной с органическим загрязнением поверхности зеркал, фильтров и детектора;

7) более широкие угловые и спектральные характеристики многослойных рентгеновских зеркал по сравнению с аналогичной оптикой нормального падения на длинах волн менее 4 нм.

## Многослойная рентгеновская оптика для «углеродного окна»

В данной работе рентгеновские зеркала изготавливались на основе пары материалов Co/C, которая обеспечивает большую спектральную ширину зеркала, что важно при создании многослойных систем. Расчетный интегральный коэффициент отражения у периодического зеркала Co/C составляет 0,019 нм.

Кроме того, в системе кобальт – углерод могут образовываться только метастабильные карбиды  $\text{Co}_2\text{C}$  и  $\text{Co}_3\text{C}$ , причем растворимость углерода в кобальте при комнатной температуре мала и не превышает 0,1 вес.%. Это позволяет получать более резкие границы раздела слоев, и соответственно более высокую отражательную способность всей многослойной структуры.

Разработанные в лабораториях НТУ «ХПИ» многослойные рентгеновские зеркала нормального падения с коэффициентом отражения 10–15% на длине волны 4,5 нм [7] дали возможность начать эксперименты по получению рентгеновских изображений в «углеродном окне».

## Результаты экспериментов по получению изображений на длине волны 4,5 нм

Главной целью экспериментов по получению изображений биологических объектов в спектральном диапазоне «углеродного окна» была демонстрация возможности достижения необходимого контраста биологических тканей за пределами «водяного окна».

Эксперименты по получению рентгеновских изображений на длине волны 4,5 нм проводились на лазерной установке ФЕНИКС: лазер на Nd-стекле позволял получать импульсы с энергией до 30 Дж (во

второй гармонике,  $\lambda = 0,53$  мкм), длительностью импульса 1–2 нс при диаметре пятна фокусировки 30–80 мкм. Достаточно высокая эффективность используемой рентгеновской оптики (зеркал и тонкопленочных фильтров) позволила получить изображения всех изучаемых объектов всего за один лазерный выстрел при относительно небольшой энергии лазерного импульса 0,5–1,2 Дж [8].

Излучение второй гармоники лазера фокусировалось на массивную мишень из рения, в результате чего возникало плазменное облако. Далее рентгеновое излучение плазмы попадало на сферическое многослойное рентгеновское зеркало (период 2,287 нм, число слоев 150) нормального падения с апертурой примерно 1 см и радиусом кривизны 100 мм, которое одновременно служило в качестве коллиматора рентгеновского излучения точечного лазерно-плазменного источника и монохроматора со средним спектральным разрешением ( $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/150$ ). В результате после прохождения тонкопленочных скандиевых фильтров [9] исследуемый образец облучался квазипараллельным пучком мягкого рентгеновского излучения на длине волны 4,5 нм. Прошедшее излучение регистрировалось с помощью рентгеновской фотопленки УФ-4.

Короткая длина волны, узкая спектральная ширина ( $\Delta\lambda \sim 0,03$  нм), малая угловая расходимость (около 20 мрад) пучка и небольшое расстояние (100–200 мкм) между исследуемым образцом и фотопленкой позволили получать контрастные рентгенографические изображения с пространственным разрешением, ограниченным только размером зерна используемой фотопленки, т. е. 1–3 мкм в поле зрения около 4 мм.

На рис. 2 показаны примеры изображений, полученных в диапазоне «углеродного окна» при экспозиции за один лазерный импульс, т. е. за время порядка

одной наносекунды. Всего было получено несколько десятков рентгенографических изображений (включая 3D-стереопары) различных объектов и микроструктур.

Необходимо отметить высокую прозрачность парафиновой матрицы в центре кровеносного сосуда на рис. 2, з при толщине гистологического среза 10 мкм.

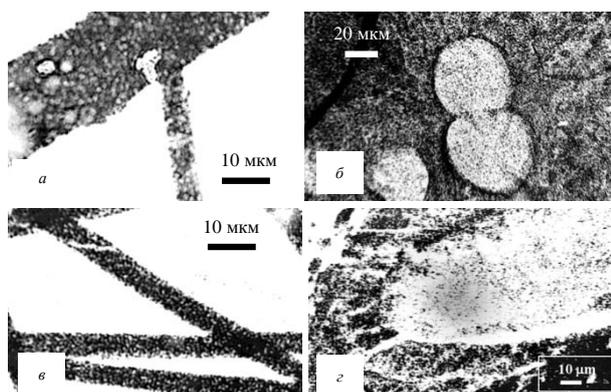
## Выводы

С помощью многослойной рентгеновской оптики и лабораторного лазерно-плазменного источника была доказана возможность получения контрастных изображений различных биологических и других углеродосодержащих объектов толщиной от 10 мкм до 1 мм. Дальнейшее развитие данной техники МР-микроскопии лежит в области разработки двухзеркальных рентгенооптических систем высокого пространственного разрешения типа объектива Шварцшильда. Работа над таким объективом уже ведется: для него изготовлены многослойные зеркала с градиентным отражающим покрытием с измеренными суммарным пропусканием объектива более 0,25% на рабочей длине волны 4,5 нм [10].

Автор благодарен коллегам, внесшим незаменимый вклад в эту работу: Ю. С. Касьянову, Е. А. Бугаеву, О. А. Девизенко, В. В. Кондратенко, А. В. Виноградову, Р. М. Фещенко, С. В. Савельеву и Э. Гулликсону.

## Литература

1. G. Schmahl, D. Rudolph, B. Niemann and O. Christ // *Q. Rev. Biophys.* 1980. V. 13. P. 297–315.
2. B. Niemann, V. Safaris, D. Rudolph, G. Schmahl, W. Meyer-Ilse and P. Guttman // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1986. V. 246. P. 675–680.
3. V. Loconte, J. Singla, A. Li, J.-H. Chen, A. Ekman, G. McDermott, A. Sali, M. Le Gros, K. L. White and C. A. Larabell // *Structure.* 2022. V. 30. P. 510–521.
4. I. V. Malyshev and N. I. Chkhalo // *Ultramicroscopy.* 2019. V. 202. P. 76–86.
5. A. P. Hitchcock, J. J. Dynes, G. Johansson, J. Wang and G. Botton // *Micron.* 2008. V. 39. P. 741–748.
6. G. Vaschenko, F. Brizuela, C. Brewer, M. Grisham, H. Mancini, C. Menoni, M. Marconi, J. Rocca, W. Chao and J. Liddle // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. P. 2095–2097.
7. I. Kopylets, O. Devizenko, E. Zubarev, V. Kondratenko, I. Artyukov, A. Vinogradov and O. Penkov // *J. Nanosci. Nanotechnol.* 2019. V. 19. P. 518–531.
8. I. Artyukov, R. Feschenko, A. Vinogradov, Y. Bugayev, O. Devizenko, V. Kondratenko, Y. Kasyanov, T. Hatano, M. Yamamoto and S. Saveliev // *Micron.* 2010. V. 41. P. 722–728.
9. I. Artiukov, Y. Kasyanov, I. Kopylets, Y. Pershin and S. Romanova // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. P. 4964–4966.
10. I. Artyukov, Y. Bugayev, O. Devizenko, E. Gullikson, V. Kondratenko and A. Vinogradov // *Opt. Lett.* 2009. V. 34. P. 2930–2932.



**Рис. 2.** Рентгеновские изображения различных объектов, полученные в спектральном диапазоне «углеродного окна» (длина волны 4,5 нм): а – плацентарный котилидон, б – ткань поджелудочной железы, в – графитовые PAN-волокна, з – стенка кровеносного сосуда эмбриона

# Литограф прямого изображения для структурирования поверхности

А. И. Артюхов\*, С. С. Морозов, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников, Е. С. Антюшин, Д. В. Петрова, А. И. Николаев, В. Н. Полковников, М. Н. Торопов, А. Е. Пестов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*artuhov@ipmras.ru

В рамках данной работы мы представляем литограф прямого изображения и демонстрируем его возможности на примерах применения. Литограф прямого изображения представляет собой оптическую систему с УФ-лазером в качестве источника, способную формировать структуры заданной формы с краевым разрешением 10 мкм. Был сформирован ряд многослойных рентгеновских структур различного состава, с периодами, оптимизированными на различные спектральные диапазоны. С целью повышения точности выведения профиля поверхности, в том числе асферизации оптических деталей методами ионной обработки, были изготовлены тонкие структуры на поверхности кварцевых пластин.

## Введение

Ряд задач рентгеновской оптики требует формирования на поверхности подложки или зеркала сложных, не всегда линейных структур.

В рамках работ по созданию диагностических элементов для источников рентгеновского излучения на основе обратного комптоновского рассеяния возникла задача формирования на поверхности подложки многослойных зеркал со сложным распределением периода. Стандартными методами синтеза многослойных зеркал такое распределение получить не удастся. В данной работе предлагается так называемый многостриповый подход. Многослойное зеркало на основе обратного эффекта Комптона предлагается реализовать в виде набора отражающих покрытий, имеющих на подложке параболическую форму.

Для эффективной работы такого многострипового зеркала необходим минимальный зазор (на уровне микрометров) между соседними покрытиями, различающимися по периоду.

В этом примере для формирования схожих типов структур обычно используются классические методы формирования стриповых зеркал, такие как наклеивание нарезанных полосок на единую базу, а также напыление через диафрагму. Но для создания многослойных зеркал сложных форм данный метод не применим. Поэтому было предложено использовать методику прямого формирования изображения на подложки с помощью безмасочного УФ-литографа с системой автофокусировки.

Другая задача, где требуется формирование на подложке поверхностных структур, связана с методикой ионно-пучковой асферизации оптических деталей. С целью повышения точности выведения профиля поверхности деталей на них методом прямого изображения формируются соответствующие структуры. Для данной работы была подготовлена методика формирования тонких структур (окон в фоторезисте) на поверхности кварцевых подложек, через которые происходила ионная бомбардировка и высчитывался профиль распределения.

## Литограф прямого изображения

Безмасочный УФ-литограф представляет собой систему экспонирования, перемещения и автофокусировки для формирования изображения на подложках, покрытых фоторезистивным слоем. На рис. 1. представлена блок-схема разработанного литографа.

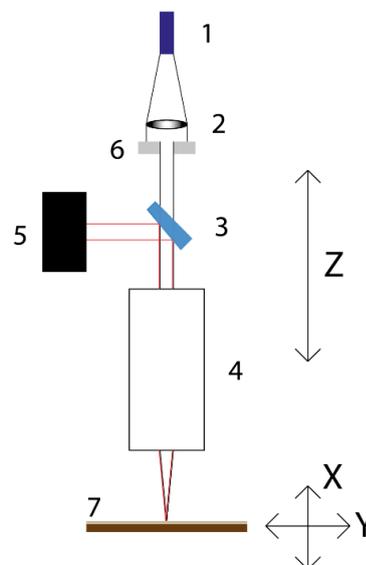


Рис. 1. Блок-схема безмасочного УФ-литографа: 1 – УФ-лазер; 2 – фокусирующая линза; 3 – плоскопараллельное зеркало; 4 – фокусирующий объектив; 5 – камера; 6 – диафрагма 4 мм; 7 – подложка с нанесенным фоторезистом

Литограф работает по принципу обратного отражения с последующей регистрацией на камере. УФ-излучение, проходя через оптическую систему, падает на нанесенный фоторезист с толщиной слоя в пределах 1,4–1,6 мкм. Часть излучения поглощается фоторезистом и формирует литографический рисунок, а часть отражается и попадает обратно в объектив. Луч проходит через объектив в обратном направлении до плоскопараллельного зеркала, отражается в сторону ПЗС камеры, регистрирующей диаметр падающего луча. Точность работы системы автофокусировки оценивается по ровности края получаемого стрипа, по технической задаче данный показатель не превышает 15 мкм.

Безмасочный УФ-литограф (рис. 2) состоит из УФ-лазера с длиной волны 405 нм и максимальной мощностью 15 Вт; фокусирующего объектива с числовой апертурой 0,055, рабочим расстоянием 40 мм и глубиной фокуса 91 мкм; 2-координатным столиком для перемещения образцов с моторизованными приводами по осям X и Y, с разрешением на полный шаг 2,5 мкм; система автофокусировки представляет собой вертикальный линейный транслятор с диапазоном перемещения 25 мм и разрешением на полный шаг 1,25 мкм, который перемещает объектив вдоль

оси  $Z$ , на нем закреплен реализованный в едином корпусе узел объектива. Автофокусировка основана на анализе отраженного от образца пучка обратно в объектив и отведенной с помощью плоскопараллельного зеркала на ПЗС-камеру высокого разрешения  $3096 \times 2080$  с размером пикселя  $2,4 \text{ мкм}$ .

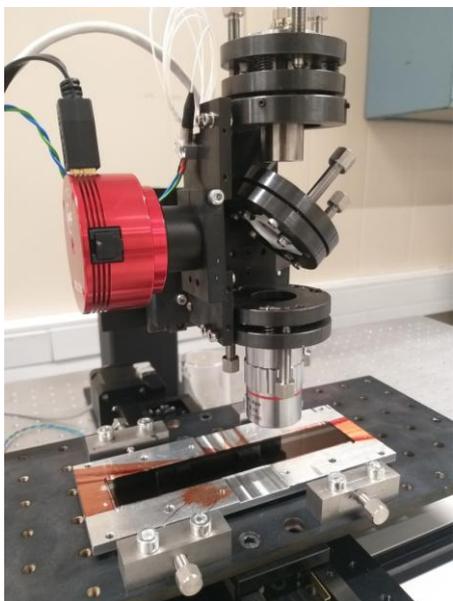


Рис. 2. Безмасочный УФ-литограф в сборе

В основе работы системы автофокусировки лежит методика определения диаметра отраженного параллельного пучка с помощью ПЗС-камеры высокого разрешения (рис. 3). На фокусирующий объектив попадает параллельный пучок УФ-излучения. Диаметр пучка, подающего на фокусирующий объектив, должен быть равен диаметру выходящего отраженного пучка. Если диаметр отраженного пучка меньше или больше диаметра падающего пучка, то точка фокусировки ( $F$ ) смещена относительно расстояния до образца ( $h$ ). Запускается система автофокусировки по средствам измерения размера отраженного пучка ПЗС-камерой и сравнению с заданным эталонным размером пучка в фокусе. Изменение расстояния до образца осуществляется вертикальным линейным транслятором.

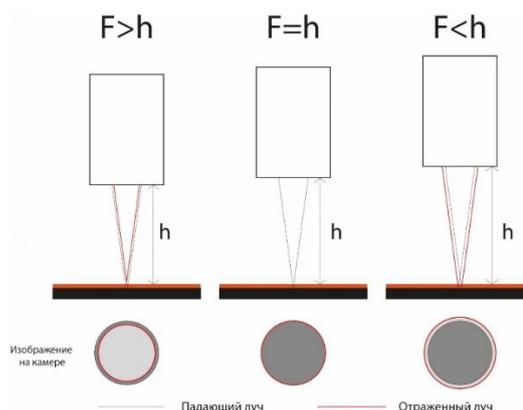


Рис. 3. Принцип работы системы автофокусировки

Характеристики системы позволяют проводить фокусировку с точностью до  $20 \text{ мкм}$ , что в свою очередь перекрывается глубиной фокуса объектива. Диаметр пучка, сфокусированного на образец, составляет  $10 \text{ мкм}$ . Габариты обрабатываемого образца ограничиваются только диапазоном перемещения горизонтальных линейных трансляторов, осуществляющих перемещение координатного столика.

После нанесения фоторезиста на образец закрепленный в металлической оснастке заготовка стрипового зеркала устанавливается на оптический столик УФ-литографа. Позиционирование заготовки происходит с помощью четырех микровинтов. После автофокусировки на тестовое зеркало происходит запуск программы с заданными параметрами: ширина и длина экспонируемой области, а также шаг перемещения или количество полос, формируемых лазером на  $1 \text{ мм}$  поверхности. Во время всего процесса работает система автофокуса.

После экспонирования заготовка передается в проявление. Далее следует плазменная очистка, промежуточный контроль и напыление зеркала в открытое окно на фоторезисте. Плазменная очистка необходима для удаления остатков растворителя, с помощью которого удалялся фоторезист после экспонирования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

# Тестирование многослойных зеркал в форме параболического цилиндра

А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян\*, Ю. А. Вайнер, Е. И. Глушков, И. В. Малышев, Е. С. Антюшин, В. Н. Полковников, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*akh@ipmras.ru

В работе исследовались параболические зеркала, предназначенные для формирования квазипараллельного рентгеновского пучка от линейного фокуса рентгеновской трубки. Представлены методы и результаты тестирования серии из 10 зеркал, изготовленных в ИФМ РАН.

## Введение

Зеркала Гебеля [1] широко используются для целей коллимации и фокусировки рентгеновского излучения. Наиболее широко такие зеркала применяются в современных дифрактометрах. Их использование позволяет повысить эффективность приборов более, чем на порядок. В ИФМ РАН развиты методы изготовления таких зеркал на различные длины волн в жестком рентгеновском диапазоне [2, 3]. В работе представлены методы тестирования зеркал на примере изготовленной нами серии из десяти зеркал в форме параболического цилиндра. Уравнение расчетной направляющей цилиндра  $y = (0,179 \cdot x)^{0,5}$ ,  $70 < x < 130$ . Отражающее покрытие – многослойная структура W/Si. Период структуры меняется в пределах  $3,04 < d(x) < 4,15$  нм, а брэгговский угол в пределах  $1,45 < \theta(x) < 1,06$ .

Готовые зеркала тестировались тремя методами:

1. Форма зеркал измерялась на оптическом стенде [4] по триангуляционной методике или на интерферометре Zygo Verifire [5]. В работе [4] показано, что результаты по этим методикам совпадают с точностью  $\Delta\alpha = 0,05$  миллирадиан. В данной работе мы используем первую методику.

2. Брэгговские углы  $\theta(x)$  и коэффициенты отражения  $R(x)$  вдоль направляющей зеркал на длине волны 0,154 нм измерялись на дифрактометре Philips X'Pert.

3. Поперечное распределение интенсивности отраженного от зеркала пучка на длине волны 0,154 нм измерялось на доработанном нами рентгеновском дифрактометре ДРОН 4.

## Методы и результаты измерений

1. Схема измерений локального угла к направляющей поверхности представлена на рис. 1.

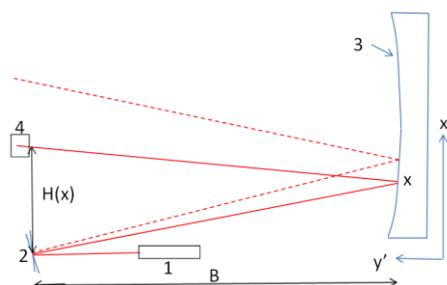


Рис. 1. Схема измерений на оптическом стенде: 1 – лазер, 2 – поворотное зеркало, 3 – измеряемая поверхность, 4 – детектор

Излучение лазера 1, отражаясь от зеркала 2 и от измеряемой поверхности 3 в точке  $x$ , попадает в детектор 4. Зная расстояние от зеркала до поверхности  $B$  и величину  $H(x)$  можно определить локальный угол  $y'(x)$  в точке  $x$ . Сканируя зеркалом вдоль образца, получаем зависимость  $y'(x)$ .

На рис. 2 представлена разность измеренного  $y'(x)$  и расчетного значения  $y'_{\text{Calc}}(x)$  локального угла к поверхности для 10 зеркал. Видно, что угловое отклонение  $\Delta\Omega = y'(x) - y'_{\text{Calc}}(x)$  лежит в пределах  $\Delta\Omega = (0,75-1,3) \cdot 10^{-4}$  рад. Такая ошибка приводит к расходимости выходного пучка, равной  $\Omega_{\text{Shape}} = 2 \cdot \Delta\Omega = 2,5 \cdot 10^{-4}$  рад и к уширению размера пучка на расстоянии 460 мм:  $w_{\text{shape}} = 2 \cdot \Delta\Omega \cdot 460 = (0,07-0,12)$  мм.

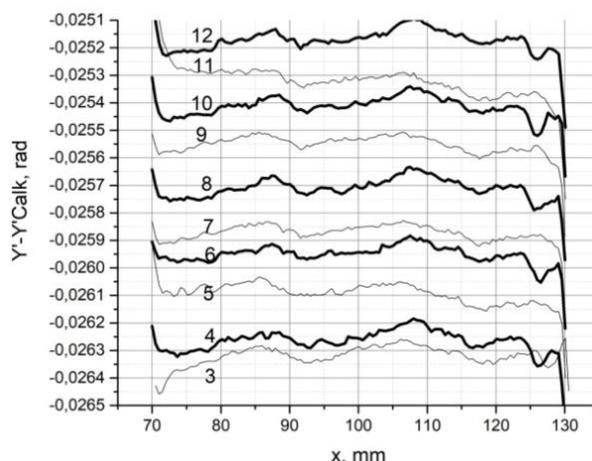


Рис. 2. Разность измеренных  $y'(x)$  и расчетных значений  $y'_{\text{Calc}}(x)$  локальных углов к направляющей поверхности

2. Для эффективного отражения излучения параболическим зеркалом необходимо, чтобы распределение локальных углов к поверхности  $y'(x)$  и брэгговских углов  $\theta(x)$  совпадало. Измерение брэгговских углов  $\theta(x)$  и коэффициентов отражения  $R(x)$  проводилось на дифрактометре Philips по схеме, приведенной на рис. 3.

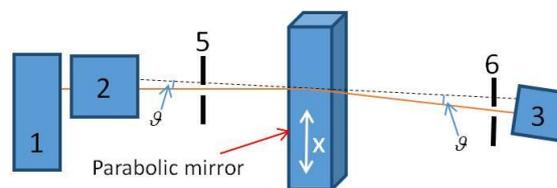


Рис. 3. Схема измерения: 1 – рентгеновская трубка, 2 – монокроматор, 3 – детектор, 4 – параболическое зеркало, 5, 6 – входная и выходная щели размером 1 мм

Образцы выставлялись так, чтобы ось  $x$  была перпендикулярна пучку и проводилось  $\theta$ -2 $\theta$ -сканирование в различных точках  $x$ . На рис. 4 приведена дифрактограмма для зеркала 9 в точке  $x = 75$  мм. Видно, что коэффициент отражения практически не меняется при  $\theta = 1,39\text{--}1,41^\circ$ . Следовательно, для достижения максимального отражения распределение  $\theta(x)$  должно совпадать с расчетным с точностью 0,02 градуса.

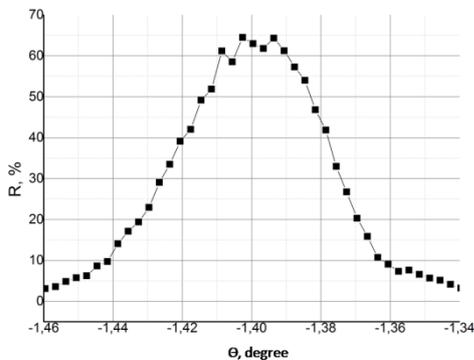


Рис. 4. Дифрактограмма для зеркала 9 в точке  $x = 75$  мм

Таблица 1

Координата X на зеркале, мм	Коэффициент отражения $R \pm \Delta R$ , %	Расчетный угол $\theta$ , °
75	$64,7 \pm 0,4$	$1,40 \pm 0,01$
85	$69,6 \pm 0,4$	$1,314 \pm 0,01$
100	$71,7 \pm 0,4$	$1,212 \pm 0,01$
115	$73,3 \pm 0,4$	$1,13 \pm 0,01$
125	$74,5 \pm 0,5$	$1,084 \pm 0,01$

В таблице 1 приведены измерения брегговских углов  $\theta(x)$  и коэффициентов отражения  $R(x)$  для 10 зеркал в точках  $x = 75, 85, 100, 115, 125$  мм. Коэффициенты отражения в соответствующих точках совпадали с точностью 0,8–1%, а углы отличались от расчетных не более, чем на 0,02°. Коэффициент отражения в центре зеркал составил 71,4%, а средний по зеркалу 70,8%.

3. На рентгеновском дифрактометре ДРОН измерялось поперечное распределение интенсивности отраженного от зеркала пучка на длине волны 0,154 нм. Схема измерений представлена на рис. 5.

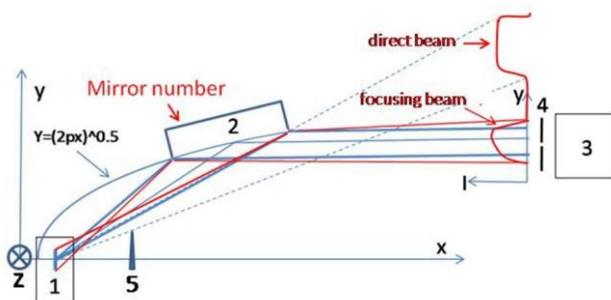


Рис. 5. Схема измерений на дифрактометре ДРОН: 1 – рентгеновская трубка с медным анодом, 2 – зеркало, 3 – детектор, 4 – щель размером  $w_{\text{slit}} = 0,1$  мм. Расстояние от центра зеркала до щели  $L = 460$  мм

Зеркало устанавливалось на юстировочный столик так, чтобы центр зеркала был на расстоянии 100 мм от фокуса трубки. Размер фокуса  $s = s_v \times s_g = 8 \times 0,03 \text{ мм}^2$ . После юстировки зеркала щель с детектором перемещалась поперек пучка и снималась зависимость  $I(y)$ . Результаты измерений приведены на рис. 6.

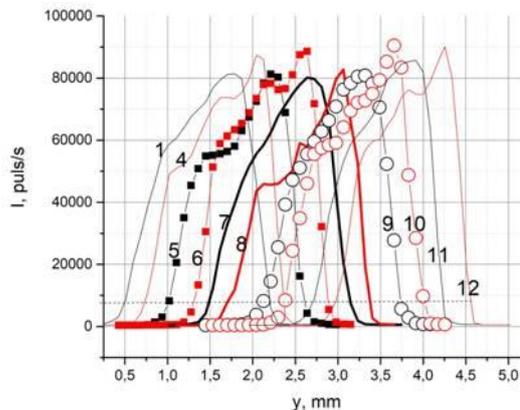


Рис. 6. Распределение интенсивности отраженного от зеркала излучения поперек пучка

Видно, что ширина пучка  $w$  при  $I = 0,1 \cdot I_{\text{max}}$  лежит в диапазоне  $w_{\text{measured}} = (1,57\text{--}1,69)$  мм.

Величина  $w$  складывается из следующих величин: расчетной ширины пучка  $w_{\text{Calc}} = 1,28$  мм, ширины щели  $w_{\text{slit}} = 0,1$  мм, уширению пучка за счет конечного размера источника  $w_{\text{Source}} = s_g/100 \cdot 460 = 03/100 \cdot 460 = 0,14$  мм и уширению за счет неточности формы зеркала  $w_{\text{shape}} = 2 \cdot \Delta\Omega \cdot 460 = (0,07\text{--}0,12)$  мм. Складывая эти величины, получим, что ожидаемая ширина пучка  $W = 1,28 + 0,1 + 0,14 + (0,07\text{--}0,12) = (1,59\text{--}1,64)$  мм, что хорошо совпадает с измеренной шириной  $w_{\text{measured}} = (1,57\text{--}1,69)$  мм.

Отметим, что первых двух методик достаточно для определения качества изготовленного зеркала, однако мы всегда дополнительно тестируем зеркала в «рабочем» положении по методике 3. Другими словами, мы осуществляем двойной контроль качества готовых зеркал.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. Н. Göbel // J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 28, A270 (1995).
2. А. А. Ахсаляян, А. Д. Ахсаляян, Д. Г. Волгунов и др. // Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. исследования. № 1. 78 (2003).
3. А. А. Ахсаляян, А. Д. Ахсаляян, Е. Б. Клюенков и др. // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 69, № 2. 174 (2005).
4. А. А. Ахсаляян, А. Д. Ахсаляян, Д. Г. Волгунов и др. // Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. Исследования. № 7. 93 (2015).
5. А. А. Ахсаляян, А. Д. Ахсаляян, И. В. Мальшев и др. // Нанозифика и Нанозлектроника : Труды XXVII Междунар. Симп. Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2023. С. 831.

# Теоретическое и экспериментальное изучение межфазной границы в многослойном зеркале Mo/B<sub>4</sub>C до и после введения барьерного слоя W

А. В. Бугаев<sup>1,\*</sup>, С. С. Сахоненков<sup>1</sup>, Р. А. Шапошников<sup>2</sup>, В. Н. Полковников<sup>2</sup>,  
Е. О. Филатова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 3, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*bugaev.sasha99@mail.ru

В работе рассмотрено взаимодействие слоев Mo и B<sub>4</sub>C. Обнаружено формирование протяженного слоя MoV<sub>x</sub>C<sub>y</sub>, приводящего к ухудшению оптического контраста границ раздела. В качестве барьерного слоя был выбран W. Показано, что введение барьерного слоя W приводит к образованию промежуточного тонкого слоя Mo<sub>x</sub>W<sub>y</sub>, а также к сильному возрастанию внутренних напряжений и, как следствие, к деградации пленки.

## Введение

В настоящее время метод экстремальной ультрафиолетовой литографии, основанный на использовании системы многослойных зеркал нормального падения для передачи изображения шаблона на поверхность кремниевой пластины, является наиболее перспективной основой для производства интегральных микросхем следующего поколения. Эффективность таких схем в значительной степени зависит от того, насколько точно фотолитографический процесс может воспроизводить узкие детали с четкими границами. От данного факта напрямую зависит плотность транзисторов в интегральных схемах.

Существующая на данный момент тенденция ускорения производственных процессов в индустрии производства интегральных схем и повышения разрешающей способности литографического оборудования требует уменьшения рабочей длины волны. Предполагаемое дальнейшее уменьшение длины волны техпроцесса менее 13,5 нм требует продолжения активного исследования и совершенствования структуры многослойных зеркал, рассчитанных на работу в литографическом диапазоне (6–13 нм). Зеркало на основе пары материалов Mo/B<sub>4</sub>C является одним из перспективных кандидатов для применения в области длины волны 6,63 нм.

Многослойная структура на основе пары материалов Mo и B<sub>4</sub>C обладает достаточно высоким теоретическим коэффициентом отражения (около 60%). Несмотря на то что в исследуемом диапазоне длин волн многослойное зеркало на основе La и B<sub>4</sub>C демонстрирует более высокий теоретический коэффициент отражения (выше 70%), данная пара материалов очень сильно взаимодействует друг с другом [1] и быстро деградирует со временем. Одним из главных преимуществ структуры Mo/B<sub>4</sub>C является термоустойчивость: система после отжига при температурах до 900 °С не разрушается, а коэффициент отражения уменьшается лишь на единицы процентов [2].

Однако взаимодействие слоев Mo и B<sub>4</sub>C на межфазной границе все-таки имеет место быть. Оно сопровождается формированием протяженного слоя MoV<sub>x</sub>C<sub>y</sub> [3], в результате фактический коэффициент отражения достигает едва ли половины от своего теоретического значения. Хорошим способом предотвращения перемешивания слоев на межфазной гра-

нице является введение в систему барьерного слоя. Таким образом, основной задачей данной работы было проведение теоретических и экспериментальных исследований с целью поиска оптимальной конфигурации зеркала Mo/B<sub>4</sub>C, а также материала барьерного слоя, ограничивающего перемешивание основных слоев при сохранении высокой термической стабильности системы.

## Результаты

Измерения в представленной работе проводились методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. При изучении взаимодействия между слоями Mo и B<sub>4</sub>C использовались 2 группы образцов. В первой группе исследовались образцы с одинаковым параметром Γ (отношение толщины поглотителя – слоя Mo – к толщине бислоя) равным 0,46 и различными

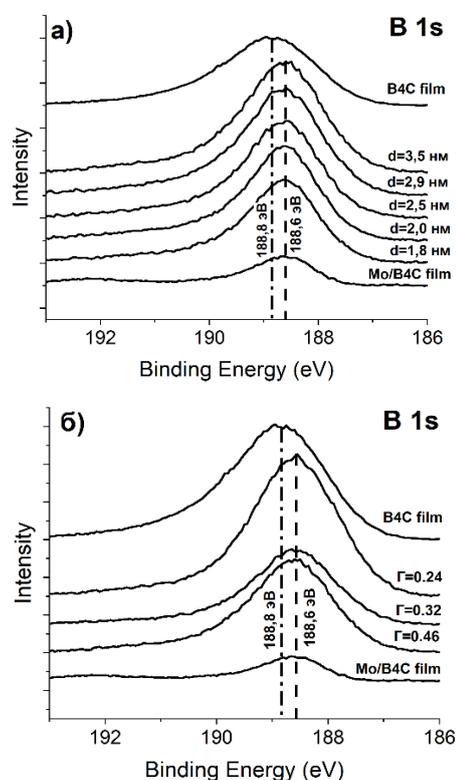
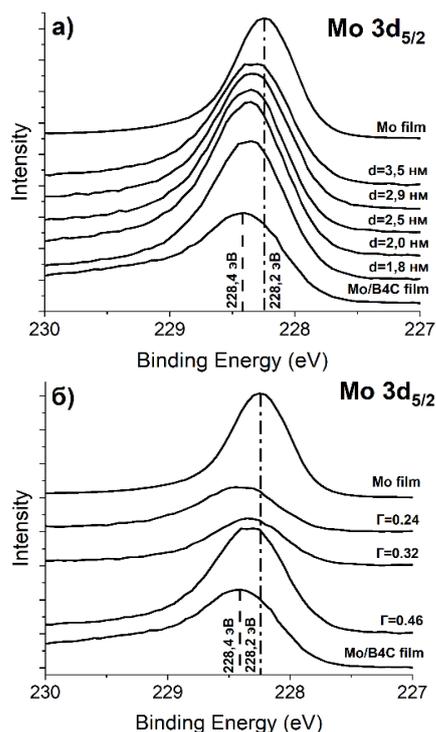


Рис. 1. Фотоэлектронные спектры (в 1s): а – образцов с  $\Gamma = 0,46$  и различной толщиной периода; б – образцов с  $d = 3,5$  нм и различным параметром  $\Gamma$

величинами периода: 1,8; 2,0; 2,5; 2,9 и 3,5 нм. Во второй группе анализировались фотоэлектронные спектры образцов с одинаковой толщиной периода равной 3,5 нм и различными параметрами  $\Gamma$ : 0,24; 0,32; 0,46.

Анализ фотоэлектронных спектров показал, что в обеих группах образцов вне зависимости от параметра  $\Gamma$  и толщины бислоя слой  $V_4C$  сильно перемешивается с Mo, формируя протяженный слой  $MoV_xC_y$ . Данный факт хорошо виден из фотоэлектронных спектров  $V\ 1s$  исследуемых групп образцов (рис. 1). Все пики имеют максимумы при энергии 188,6 эВ, что соответствует соединению Mo/ $V_4C$  и отсутствию чистого  $V_4C$ .



**Рис. 2.** Фотоэлектронные спектры ( $Mo\ 3d_{5/2}$ ): *a* – образцов с  $\Gamma = 0,46$  и различной толщиной периода; *b* – образцов с  $d = 3,5$  нм и различным параметром  $\Gamma$

Из  $Mo\ 3d_{5/2}$  фотоэлектронных спектров данных образцов (рис. 2) видно, что часть чистого Mo сохра-

няется, причем с ростом параметра  $\Gamma$  прослеживается увеличение содержания чистого Mo.

В качестве барьерного слоя был выбран W. Руководствуясь правилом Ларрукерта, тонкий слой W наносили только на  $V_4C$ . Анализ фотоэлектронных спектров данного образца показал образование промежуточного защитного слоя  $Mo_xW_y$ . При этом промежуточное соединение  $MoV_xC_y$  формируется не так активно, как это было в отсутствие барьерного слоя. Однако после введения слоя W в исследуемых образцах наблюдалась сильная деградация многослойного покрытия вследствие увеличения внутренних напряжений.

## Выводы

До введения барьерного слоя W между слоями Mo и  $V_4C$  наблюдалось сильное взаимодействие с образованием протяженного слоя  $MoV_xC_y$ . Введение барьерного слоя ведет к формированию слоя  $Mo_xW_y$ , уменьшающего перемешивание основных слоев. В то же время наличие слоя W приводит к росту внутренних напряжений, что влечет за собой деградацию пленки.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-20125-П. Авторы также выражают свою благодарность междисциплинарным ресурсным центрам СПбГУ по направлению «Физические методы исследования поверхности» и НИЦ «Курчатовский институт» (лабораторный модуль ЭСХА) за проведенные исследования.

## Литература

1. I. A. Makhotkin, E. Louis, R. W. E. van de Kruijs, A. E. Yaksin, E. Zoethout, A. Yu. Seregin, E. Yu. Tereschenko, S. N. Yakunin, F. Bijkerk // *Phys. Status Solidi A*. 2011, 208, 11, 2597–2600.
2. M. Bartlmes, S. Bajt // *Proc. SPIE 8077, Damage to VUV, EUV, and X-ray Optics III*. 2011, 807710.
3. A. F. Jankowski, P. L. Perry // *Thin Solid Films*. 1991, 206 (1–2), 365–368.

# Оптические импульсы в PT-симметричном фотонном кристалле при частотной сингулярности

В. А. Бушув\*, Б. И. Манцызов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991  
\*vabushuev@yandex.ru

С помощью спектрального метода в двухволновом приближении и с использованием точных рекуррентных соотношений Парратта решена граничная задача распространения оптических импульсов в PT-симметричных фотонных кристаллах (ФК) в условиях динамической дифракции в геометрии Брэгга вблизи частотной сингулярности. Показана асимметрия динамики распространения импульсов вблизи особой точки (ОТ) распада PT-симметричного решения при изменении знака брэгговского угла падения. Обнаружено, что при определенных толщинах ФК в области выше ОТ в спектрах отраженных и проходящих импульсов реализуются частотные сингулярности, которые приводят к значительному увеличению длительности импульсов во времени по отношению к падающему импульсу.

## Введение

По аналогии с PT-симметричными (parity-time-symmetric) квантовыми системами с псевдоэрмитовыми гамильтонианами с действительными собственными значениями энергии [1], в оптике вводится понятие PT-симметричных оптических систем с усилением и поглощением, т. е. с PT-симметричной комплексной функцией диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon^*(-\mathbf{r})$ , где  $\text{Re}\varepsilon(\mathbf{r})$  – четная функция, а  $\text{Im}\varepsilon(\mathbf{r})$  – нечетная [2, 3] (см. рис. 1, а). Несмотря на наличие усиления и поглощения, в таких системах могут существовать распространяющиеся, т. е. не затухающие, PT-симметричные моды. При превышении порогового значения параметра усиления-поглощения эти волны распадаются на PT-несимметричные решения, испытывающие усиление и поглощение. В точке распада PT-симметричных мод, или в так называемой особой точке (ОТ), наблюдается ряд новых оптических явлений: однонаправленное подавление и усиление брэгговского отражения [4, 5], увеличение прозрачности среды путем усиления поглощения в диссипативных структурах [6, 7], распространение коротких импульсов в PT-симметричной диспергирующей среде [8], частотная сингулярность [9].

В настоящем докладе с использованием спектрального метода полуаналитически решена граничная задача динамической брэгговской дифракции лазерных импульсов в PT-симметричных фотонных кристаллах (ФК) в геометрии Брэгга в двухволновом приближении. Обнаружены частотные сингулярности, т. е. стремление к бесконечности спектральных коэффициентов отражения и прохождения, в спектрах импульсов в области выше ОТ. Эти сингулярности проявляются при вполне определенных дискретных толщинах ФК и приводят к значительному сужению спектров отраженных и проходящих импульсов, а также к многократному увеличению их длительности.

## Теория

Рассмотрим PT-симметричный ФК с резонансной комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(z, \omega) = \varepsilon'(z, \omega) + i\varepsilon''(z, \omega)$ . Из принципа причинности следует аналитичность функции  $\varepsilon(z, \omega)$  в верхней полуплоскости  $\text{Im}\omega > 0$  [10]. Пренебрегая дисперсией,

запишем выражение для диэлектрической проницаемости PT-симметричного ФК:

$$\varepsilon(z, \omega_0) = \varepsilon_0 + \varepsilon_r(\omega_0)\cos(hz) + i\varepsilon_i(\omega_0)\sin(hz) = \varepsilon_0 + \chi_h \exp(-ihz) + \chi_{-h} \exp(ihz), \quad (1)$$

где  $h = 2\pi/d$  – величина вектора обратной решетки,  $d$  – период ФК,  $\omega_0$  – резонансная частота, совпадающая с брэгговской частотой,  $\chi_{h,-h}$  – фурье-компоненты диэлектрической проницаемости:

$$\chi_h = (\varepsilon_r - \varepsilon_i)/2, \quad \chi_{-h} = (\varepsilon_r + \varepsilon_i)/2. \quad (2)$$

Особая точка распада PT-симметричных мод определяется условием  $\varepsilon_i(\omega_0) = \varepsilon_r$ . В дальнейшем степень близости к ОТ будем характеризовать параметром  $\sigma = \varepsilon_i(\omega_0)/\varepsilon_r$ .

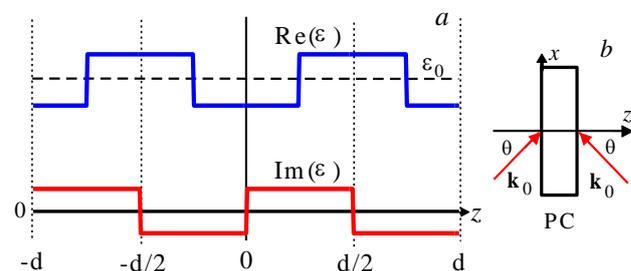


Рис. 1. Пространственное распределение действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости (1) в PT-симметричном ФК (а), схемы падения импульса на фотонный кристалл (б)

Пусть на ФК под углом  $\theta$  к нормали падает импульс (волновой пакет) с амплитудой  $A_{in}(t)$ , центральной частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0 = k_0(\sin\theta, s\cos\theta)$ , где  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $s = +1$  при падении слева и  $s = -1$  при падении справа (рис. 1, б).

Спектральный метод решения дифракционной задачи заключается в фурье-разложении падающего импульса, аналитическом нахождении выражений для спектральных амплитудных коэффициентов отражения  $R(\Omega)$  и прохождения  $T(\Omega)$ , где  $\Omega = \omega - \omega_0$ . После этого осуществляется вычислительная процедура синтеза, т. е. определение зависимости от времени амплитуд  $R(t)$ ,  $T(t)$  и интенсивностей  $I_R(t)$ ,  $I_T(t)$  отраженного и прошедшего импульсов.

Плосковолновые спектральные зависимости коэффициентов отражения и прохождения определяются следующими выражениями:

$$R(\Omega) = i \frac{\varepsilon_r(1-s\sigma)\sin\varphi}{2[W\cos\varphi - i\alpha\sin\varphi]}, \quad (3)$$

$$T(\Omega) = \frac{W}{W\cos\varphi - i\alpha\sin\varphi}, \quad (4)$$

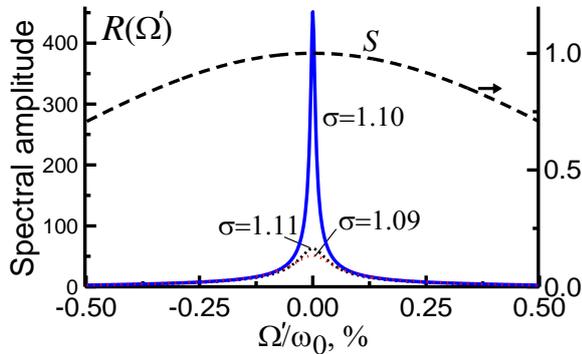
где

$$W = \sqrt{\alpha^2 + \chi_h\chi_{-h}}, \quad \chi_h\chi_{-h} = \varepsilon_r^2(\sigma^2 - 1)/4. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha = \alpha_\Omega - \alpha_\theta$  – параметр, определяющий отклонение от точного условия Брэгга  $\Delta\theta = \theta - \theta_B = 0$  и  $\Omega = 0$ , где  $\alpha_\Omega = 2(\Omega/\omega_0)\varepsilon_0\cos^2\theta_B$ ,  $\alpha_\theta = \Delta\theta\varepsilon_V\sin 2\theta_{BV}$ ,  $\cos\theta_B = \lambda_0/2d\varepsilon_0^{1/2}$ ,  $\sin\theta_{BV} = (\varepsilon_0/\varepsilon_V)^{1/2}\sin\theta_B$ . Величина  $\varepsilon_V = 1$ , если ФК находится в вакууме, и  $\varepsilon_V = \varepsilon_0$ , если ФК «купаются» в среде с диэлектрической проницаемостью, равной  $\varepsilon_0$ . Фаза  $\varphi$  определяется соотношением  $\varphi = k_0^2WL/h$ , где  $L = dN$  – толщина ФК,  $N$  – число периодов.

## Результаты и обсуждение

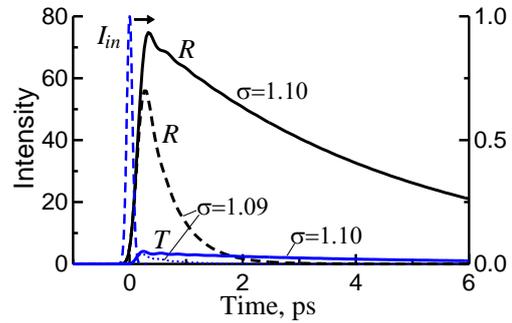
Пропорциональная толщине ФК  $L$  фаза  $\varphi$  в (3), (4) зависит от величины отстройки  $\alpha$  и степени удаленности от ОТ, определяемой  $\sigma$ . Так, точно в ОТ, при  $\sigma = 1$ , из (4) следует, что  $|T(\Omega)|^2 = 1$  при любых  $\alpha$ . Однако, если  $\sigma \neq 1$ , то вблизи условия Брэгга,  $|\alpha| \ll 1$ , функции  $R(\Omega)$  и  $T(\Omega)$  имеют частотные сингулярности, т. е.  $R(\Omega_j)$ ,  $T(\Omega_j) \rightarrow \infty$ , которые появляются в полюсах  $\Omega_j$  функций (3) и (4) в комплексной плоскости частот  $\Omega = \Omega' + i\Omega''$ . При этом фазы равны  $\varphi \approx \pi/2(2m + 1)$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$



**Рис. 2.** Влияние параметра близости к ОТ  $\sigma$  на частотный спектр амплитудного коэффициента отражения от ФК с числом периодов  $N = 109$ ,  $S$  – спектр падающего импульса, падение излучения на ФК справа ( $k_z < 0$ ). Параметры:  $\lambda_0 = 0,8$  мкм,  $d = 0,5$  мкм,  $\varepsilon_0 = 1,3$ ,  $\varepsilon_r = 0,0254$

На рис. 2 представлены спектры отражения  $R(\Omega)$  структуры с числом периодов  $N = 109$  при различных значениях параметра  $\sigma$  – степени близости к ОТ. Из графиков видно, что коэффициент отражения резко возрастает, а спектр отраженного импульса многократно сужается, если  $\sigma = 1,1$ . Эта величина соответствует критическому значению параметра  $\sigma$ , при котором фаза  $\varphi \approx \pi/2$  и в структуре при  $\alpha = 0$  возникает частотная сингулярность, так как в (4), (5)  $\cos\varphi \rightarrow 0$ .

Очевидно, что появление в спектрах  $R(\Omega)$  и  $T(\Omega)$  сингулярностей каким-то определенным образом должно влиять на зависимости от времени интенсивностей отраженных и прошедших импульсов  $I_R(t)$  и  $I_T(t)$ .



**Рис. 3.** Увеличение длительности интенсивности отраженных ( $R$ ) и прошедших ( $T$ ) импульсов для ФК с  $N = 109$  при  $\sigma = 1,10$  и  $\sigma = 1,09$ ,  $I_{in}$  – падающий импульс

Действительно, как видно из рис. 3, длительности прошедших и отраженных импульсов многократно возрастают даже при малом изменении параметра  $\sigma$  (всего на 1%), если величина  $\sigma$  приближается к критическому значению  $\sigma = 1,1$ . Эффект наблюдается и в случае диспергирующей среды. Отметим, что при выполнении фурье-синтеза был использован модифицированный интеграл Фурье [11], учитывающий полюса функций отклика в верхней полуплоскости комплексной частоты поля.

## Выводы

Таким образом, в работе предложен новый метод управления лазерными импульсами путем вариации параметра близости к ОТ в РТ-симметричных фотонных кристаллах.

## Литература

1. C. M. Bender, S. Boettcher // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 5243–5246.
2. A. Ruschhaupt, F. Delgado and J. G. Muga // J. Phys. A. 2005. V. 38. P. L171–L176.
3. R. El-Ganainy, K. G. Makris, D. N. Christodoulides, et al. // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 2632–2634.
4. M. Kulishov, M. Jacques, J. Laniel, et al. // Opt. Expr. 2005. V. 13. P. 3068–3078.
5. V. A. Bushuev, D. M. Tsvetkov, V. V. Konotop and B. I. Mantsyzov // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 5667–5670.
6. A. Guo, G. J. Salamo, D. Duchesne, et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 093902-4.
7. В. А. Бушуев, Б. И. Манцызов // ЖЭТФ. 2022. Т. 162. С. 322–330.
8. D. M. Tsvetkov, V. A. Bushuev, V. V. Konotop and B. I. Mantsyzov // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 053844-9.
9. Ali Mostafazadeh // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 220402-5.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц. Электродинамика сплошных сред. Гл. 9. М.: Физматлит, 2003.
11. J. Skaar // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. P. 026605-7.

# Исследование свойств разряда, локализованного в струе инертного газа, инициированного под воздействием сфокусированного излучения CO<sub>2</sub>-лазера

А. П. Веселов\*, А. В. Водопьянов, А. В. Сидоров, Е. И. Преображенский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950  
\*veselov@ipfran.ru

В данной работе приведены экспериментальные результаты по определению порога пробоя аргона сфокусированным излучением CO<sub>2</sub>-лазера с энергией до 1,1 Дж в импульсе длительностью 100 нс. Нижняя граница давления существования разряда при фокусировке в пятно диаметром 100 мкм составила 30 Торр. Для определения характеристик разряда в стоячем газе были проведены спектроскопические измерения. Измеренная по ним температура электронов составила 3,1 эВ. Аналогичные эксперименты проведены и в струе газа, создаваемой соплом с диаметром 200 мкм. Было зафиксировано, что при оптимальных параметрах распространение разряда удается подавить полностью. Измерения температуры плазмы показали, что при переходе от пробоя стоячего газа к пробую в струе температура электронов увеличивается до 4,8 эВ, что благоприятным образом сказывается на генерации ЭУФ-излучения.

## Введение

Одним из возможных вариантов решения задачи создания источника экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения может стать использование разряда в инертных газах, линии излучения многозарядных ионов которых лежат в области от 10 до 15 нм [1, 2]. В качестве источников излучения для создания и поддержания разряда могут выступать как мощные СВЧ-генераторы [3], так и лазеры ближнего [4], среднего [5] и дальнего [6] ИК-диапазонов. В случае СВЧ-разряда конечная концентрация плазмы оказывается на уровне критической для данной частоты излучения. В случае лазерной искры концентрация электронов оказывается слишком высокой, что ведет к самопоглощению излучения плазмы и негативно влияет на его выход из тела разряда.

С этой точки зрения, оптимальным для генерации ЭУФ-излучения является субмиллиметровый и дальний ИК-диапазон, где достигается высокая степень неравновесности и оптимальная плотность плазмы. В данном случае генерируемое ЭУФ-излучение не поглощается самой плазмой. Большинство разрядов происходят в сфокусированных пучках электромагнитных волн, и ИК-разряды не являются исключением. Как и во всех остальных частотных диапазонах, после первичного пробоя, фронт образуемой плазмы начинает распространяться навстречу греющему излучению [7]. Тем самым нарушается условие точности источника ВУФ-излучения, которое является критическим для литографических установок. Более того, смещаясь в область меньших плотностей энергий, температура плазмы снижается.

Для уменьшения геометрических размеров разряда возможно использовать газовые струи с резким перепадом концентрации частиц. Данная конфигурация мишени подразумевает, что оптимальное для пробоя давление будет находиться лишь в малой области вблизи сопла. Тем самым удастся подавить распространение разряда и добиться точности разряда с оптимальными для генерации ЭУФ-излучения параметрами.

Для изучения свойств разряда была сконструирована установка, где в качестве источника был выбран CO<sub>2</sub>-лазер, длина волны излучения которого составляет 10,6 мкм. Энергия в импульсе лазера варьирует-

ся в пределах 0,4–1,1 Дж. Длительность импульса 100 нс. Пучок излучения лазера, с диаметром 11 мм, через входное окно заводился в вакуумную камеру, где располагалась ZnSn-линза с фокусным расстоянием 38 мм, позволяющая фокусировать излучение в пятно размером 100 мкм в диаметре. Максимальный поток мощности составлял 60 ГВт/см<sup>2</sup>. Вакуумная камера позволяла варьировать давление газа в пределах от двух атмосфер до 10<sup>-5</sup> Торр. При оптимальных фоновых давлениях и достаточной мощности излучения в области фокуса происходил разряд.

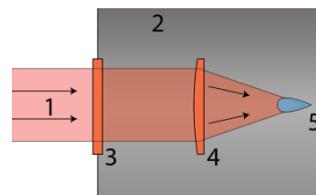


Рис. 1. Схема экспериментального стенда с CO<sub>2</sub>-лазером в качестве мощного источника греющего излучения. 1 – ИК-излучение, 2 – вакуумная камера, 3 – ZnSn входное окно, 4 – фокусирующая линза, 5 – плазма

Один из фланцев вакуумной камеры был выполнен из кварцевого стекла, что позволило производить спектроскопическую диагностику плазмы разряда. Минимальное время выдержки ПЗС-камеры спектрометра составляло 3 мкс, что значительно больше длительности импульса лазера, поэтому измеренные спектры являются интегральными по времени и не отображают динамику развития разряда. В качестве газа для осуществления пробоя был выбран аргон.

## Результаты

При пробое стоячего газа оказалось, что при максимально достижимой энергии импульса 1,1 Дж порог возникновения разряда по давлению составляет 30 Торр. Разряд при этом повторяет форму пучка ИК-излучения и имеет каплеобразную форму. Начавшись в области фокуса, разряд распространяется преимущественно навстречу излучению в область меньших плотностей потока энергии. Плазма имеет равномерное свечение.

Спектр разряда был измерен при помощи спектрометра-монохроматора ms5204. Полученный

спектр в своем составе имел линии, лежащие как в видимой части спектра, так и в УФ-диапазоне 200–300 нм, что свидетельствует о высокой температуре электронов в плазме разряда. Для оценки температуры были выбраны линии Ar II и Ar III, по соотношению интенсивностей которых можно было судить о заселенности уровней соответствующих переходов. Функция распределения электронов предполагалась бoльцмановской, это позволило оценить температуру электронов, которая оказалась равной 3,1 эВ.

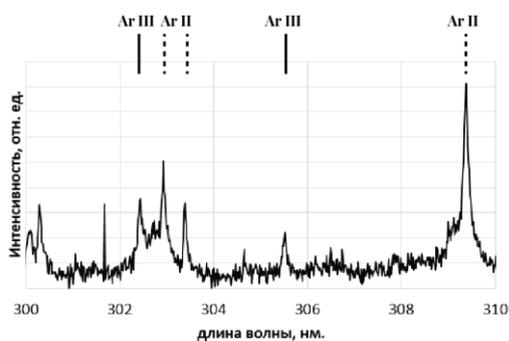


Рис. 2. Участок спектра излучения разряда в стоячем газе аргоне при давлении 38 Торр

Для локализации разряда и понижения фонового давления газа была создана газодинамическая мишень. Она представляла собой сопло с диаметром 200 мкм с точностью его позиционирования 2,5 мкм. Избыточное давление в трубке напуска сопла составляло 3 атм. Давление газа в камере при включенной откачке составляет 1,6 Торр, что является недостаточным для возникновения пробоя при столь низких давлениях. Пробой становится возможен лишь в струе газа вблизи среза сопла. Разряд перестает иметь форму капли и становится точкой, по размерам сравнимой с диаметром газовой струи.

Спектр излучения разряда в струе оказывается смещен в синюю область спектра. Наблюдается заметный рост интенсивности линий, расположенных в УФ-области 200–300 нм. Аналогичным образом оцененная температура электронов в плазме оказывается на уровне 4,8 эВ.

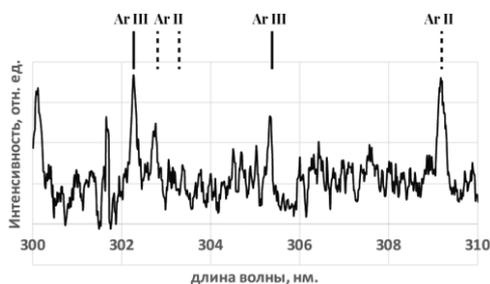


Рис. 3. Участок спектра излучения разряда в струе газа аргона при давлении 3 атм в трубке напуска и фоновом давлении газа 1,6 Торр

## Выводы

Использование газовой струи в качестве мишени позволяет создать резкую границу перепада давления. Вследствие этого плотность потока мощности грею-

щего ИК-излучения оказывается недостаточной для поддержания разряда в области меньших давлений. Тем самым удается локализовать разряд в газовой мишени.

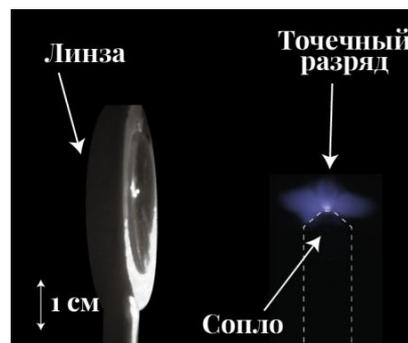


Рис. 4. Фотография разряда на газовой мишени

Рост температуры электронов может быть объяснен тем, что лазерное излучение, в случае стоячего газа, преимущественно поглощается в переднем фронте плазмы, не проникая в тело разряда. Подвод мощности в область первичного пробоя, после нагрева и ухода фронта плазмы от перетяжки пучка, прекращается. Сместившись в область меньших плотностей энергии, эффективное греющее электрическое поле также оказывается меньше, что ведет к уменьшению средней энергии электронов.

Ситуация радикальным образом изменяется в случае пробоя в струе. Плазма разряда оказывается стационарной и не распространяется. Это приводит к тому, что к области первичного пробоя энергия подводится на всем протяжении лазерного импульса. Одновременно с этим плазма находится в области фокуса, где достигаются наибольшие значения эффективного электрического поля. Тем самым температура электронов при пробое в газовой струе оказывается выше.

## Финансирование

Работа проводилась в рамках госзадания № FFUF-2023-0002.

## Литература

1. B. Wu, A. Kumar // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*. 2007. V. 25, no. 6. P. 1743.
2. S. Kalmykov, P. Butorin, and M. Sasin // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126, no. 10. P. 103301.
3. A. Litvak, G. Denisov, M. Glyavin // *IEEE Journal of Microwaves*. 2021. V. 1, no. 1. P. 260–268.
4. L. Chaoyang, B. Yong, Y. Feng, W. Zhichao, X. Yiting, W. Yuanbin, G. Hongwei, P. Qinjun, C. Dafu, X. Zuyan // *Opt. Express*. 2010. V. 18, no. 8. P. 7923–7928.
5. D. Gordon, V. Hasson, H. Bergmann, Y. Chen, A. Schmitt-Sody, J. Penano // *Proc. SPIE*. 9835. Ultrafast Bandgap Photonics. 2016. P. 98350Z.
6. O. Shevchenko, et al. // *AIP Conference Proceedings*. 2020. V. 2299, no. 1. P. 020001.
7. T. Shimano, J. Ofosu, K. Matsui, K. Komurasaki, and H. Koizumi // *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.* 2017. V. 60, no. 6. P. 378-3.

# О свойствах элементарных частиц, ускоренных световым полем

Е. А. Вишняков

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991  
juk301@mail.ru

В работе обсуждаются характеристики пучков электронов, ускоренных световым полем релятивистской интенсивности в современных компактных лазерно-плазменных ускорителях. Производится сравнение эффективности захвата пучка при помощи классического набора магнитных квадрупольей и при помощи компактной плазменной линзы, формируемой в капилляре с разреженным газом при пропускании через него электрического разряда. Показано, что при пропускании импульса тока  $\sim 1$  кА через капилляр длиной 5 см и диаметром 2 мм возможна эффективная коллимация и фокусировка пучков электронов с энергиями 300–500 МэВ.

## Введение

Идея ускорения электронных пучков в довольно компактных плазменных структурах, возбуждаемых лазерным полем, принадлежит Таджиге и Доусону [1]. Их расчеты продемонстрировали, что в разреженной плазме с плотностью  $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  возможно эффективное возбуждение продольных волн электронной плотности при прохождении через плазму коротких импульсов светового поля релятивистской интенсивности  $I > 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Сегодня эта идея нашла свое применение во многих лабораториях мира [2] и позволяет ускорять электроны до энергий около  $\sim 8$  ГэВ [3].

Одной из наиболее сложных проблем, стоящих перед исследователями, является получение пучка высокого качества и управление им с сохранением этого качества. Несмотря на то что начальные размеры пучка после ускорения составляют несколько микрон, такие пучки, получаемые на выходе из компактного лазерно-плазменного ускорителя, обладают значительно более высокой угловой расходимостью [4], чем электронные пучки, производимые в линейных ускорителях. Такое обстоятельство приводит к очень быстрой деградации эмиттанса пучка [5] и к необходимости максимально оперативного захвата и фокусировки пучка после его выхода из лазерно-плазменного ускорителя.

Традиционным путем захвата электронного пучка и управления им является использование дублетных и триплетных комплектов квадрупольных магнитов. Но магнитные квадрупольи, во-первых, сложно поставить близко к выходу лазерно-плазменного ускорителя, а во-вторых, набор квадрупольей оказывается довольно громоздким и приводит к увеличению размеров всей экспериментальной установки. Альтернативным методом является использование компактной плазменной магнитной линзы, получаемой при пропускании тока через разрядный капилляр, заполненный разреженным газом [6].

## Результаты

На рис. 1 показана схема компактной установки по ускорению, захвату и фокусировке электронного пучка с использованием двух капилляров: ускорителя длиной  $L_1 = 1$  см и фокусирующего длиной  $L_2 = 5$  см.

В табл. 1 приведены значения градиента магнитного поля  $dB/dr$  в магнитной линзе и соответствующей амплитуды импульса тока, необходимых для фокусировки электронов с энергиями 300 – 600 МэВ

при расстоянии между капиллярами  $dL = 15$  см. Угловая расходимость электронного пучка на выходе из ускорителя составляет 1 мрад. Радиус капилляра-ускорителя и радиус капилляра-фокусирующего взяты равными 1 мм.

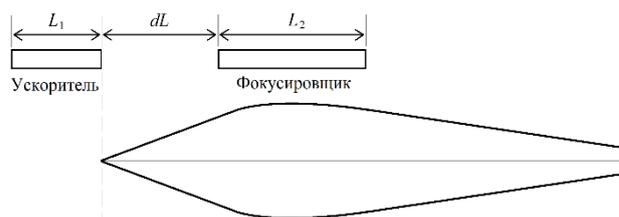


Рис. 1. Схема компактной установки для ускорения и фокусировки электронного пучка при помощи двух капилляров. В нижней части рисунка показан профиль огибающей

Таблица 1. Значения градиента магнитного поля в магнитной линзе и соответствующей амплитуды импульса тока для фокусировки электронов с различной энергией пучка

$E$ , МэВ	$dB/dr$ , Тл/м	$I$ , кА
300	120	0,6
400	160	0,8
500	200	1,0
600	240	1,2

## Выводы

Несмотря на высокую расходимость и быструю деградацию эмиттанса пучка электронов, ускоренных в лазерно-плазменном ускорителе, компактная экспериментальная установка из двух капилляров дает возможность сфокусировать пучок, сохраняя его свойства для дальнейшего использования в ондуляторе в качестве источника вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения.

## Литература

1. T. Tajima and J. M. Dawson // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267–270.
2. C. Emma, J. Van Tilborg, R. Assmann, et al. // High Power Laser Sci. Eng. 2021. V. 9. Paper e57.
3. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels, et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. 084801.
4. M. E. Couprie // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 909. P. 5–15.
5. M. Migliorati, A. Bacci, C. Benedetti, et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2013. V. 16. 011302.
6. J. van Tilborg, S. Steinke, C. G. R. Geddes, et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. 184802.

# Экстремальное ультрафиолетовое излучение разряда на криомишени под воздействием сфокусированного излучения CO<sub>2</sub>-лазера

А. В. Водопьянов\*, А. П. Веселов, А. В. Сидоров, Е. И. Преображенский

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603087  
\*avod@ipfran.ru

В работе исследован точечный разряд в сфокусированном лазерном излучении на ледяной мишени. Использовалось излучение CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм, длительностью импульса 100 нс, энергией в импульсе до 1,1 Дж. Исследованы спектры излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах. Излучение в диапазоне экстремального ультрафиолета исследовалось при помощи свободновисящих фильтров и монохроматора на основе ф-2ф-гониометра и многослойного зеркала. Результаты исследований показывают, что значительная часть излучения плазмы лежит в диапазоне длин волн 11–18 нм.

## Введение

В настоящее время активно исследуются различные варианты реализации точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения, который необходим, прежде всего, в качестве источника излучения для современной литографии [1–3]. Одним из вариантов точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения может быть плазма, образованная в результате взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с твердотельной мишенью. Положительная сторона такого подхода заключается, прежде всего, в том, что в такой схеме, в отличие от газовых мишеней, легко создать условия, когда плазма формируется в достаточно плотной среде, а на трассе распространения излучения сохраняется низкое давление, позволяющее транспортировать излучение без потерь. Отрицательной стороной использования твердотельных (или жидкостных) мишеней является значительное загрязнение элементов рентгеновской оптики в случае использования такого источника в проекционных схемах. Криогенные мишени, представляя собой твердотельные мишени, лишены этого недостатка. Вещество, из которых они состоят, в нормальных условиях является газом и не оседает на окружающих поверхностях. Целью настоящей работы является определение перспективности использования криогенных мишеней для точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения при использовании лазера с длиной волны излучения 10,6 мкм для создания разряда.

## Постановка эксперимента

В работе исследован точечный разряд в сфокусированном лазерном излучении на ледяной мишени. Использовалось излучение CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10,6 мкм, длительностью импульса 100 нс, энергией в импульсе до 1,1 Дж. Пучок излучения лазера, с диаметром 11 мм, через входное окно из селенида цинка заводилось в вакуумную камеру, где располагалась линза из селенида цинка с фокусным расстоянием 38 мм, позволяющая фокусировать излучение в пятно размером 100 мкм в диаметре. Максимальная плотность мощности 60 ГВт/см<sup>2</sup>, напряженность электрического поля 4,7 МВ/см (RMS).

Вблизи фокальной плоскости располагалась медная пластина, охлаждаемая потоком жидкого азота.

На медной пластине намораживалась дистиллированная вода. Толщина слоя льда составляла 2 мм. Фоновое давление составляло  $2 \cdot 10^{-2}$  Торр.

Спектры излучения в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах регистрировались при помощи монохроматора-спектрографа MS5204i. Спектральное разрешение 0,3 Å. Излучение в диапазоне экстремального ультрафиолета исследовалось при помощи свободновисящих фильтров и монохроматора на основе ф-2ф-гониометра и многослойного зеркала. Спектральное разрешение прибора составляло 0,5 нм [4].

## Результаты

Анализ эмиссионных спектров в оптическом диапазоне и в ультрафиолетовом диапазоне показывает, что в плазме средний заряд не менее 3,5, а температура электронов составляет не менее 6,8 эВ. Оценка температуры производилась путем сравнения с модельными спектрами, построенными в предположении локального термодинамического равновесия. В данном случае по эмиссионным спектрам в ультрафиолетовом диапазоне можно получить лишь оценку снизу на средний заряд и температуру электронов. Большая часть излучения лежит в существенно более коротковолновой области.

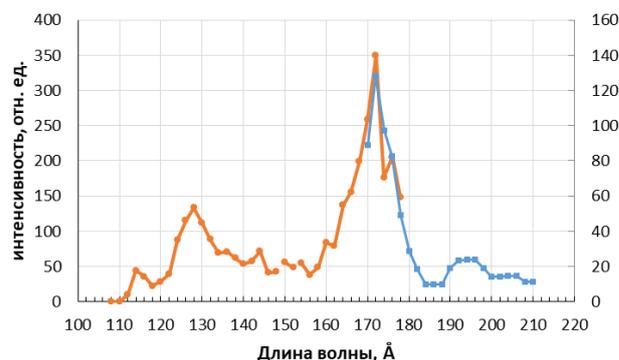
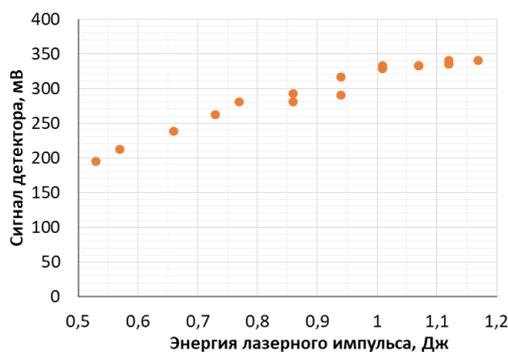


Рис. 1. Спектр излучения плазмы в экстремальном ультрафиолете: 108–178 нм с использованием Mo/Be-фильтра [4], 170–210 нм с использованием Al-фильтра [4]

В диапазоне экстремального ультрафиолетового излучения спектр излучения разряда исследовался при помощи монохроматора на основе ф-2ф-гониометра и многослойного зеркала. На рис. 1 представлен спектр излучения плазмы на ледяной мишени при

энергии в лазерном импульсе 0.6 Дж. Спектр измерялся в два приема – в диапазоне 108–178 нм с использованием Mo/Be-фильтра и в диапазоне 170–210 нм с использованием Al-фильтра. На спектре видны линии ионов кислорода OVI и OVII.

Измерение абсолютной мощности излучения в диапазоне экстремального ультрафиолета производилось при помощи калиброванного диода AXUV100G и Mo/Be-фильтра, полоса пропускания которого 110–180 Å. На рис. 2 представлена зависимость сигнала с детектора от мощности лазерного импульса. Максимальная энергия излучения в диапазон пропускания фильтра и пересчитанная в  $4\pi$ -ст.рад составляет 1,8% от энергии лазерного импульса.



**Рис. 2.** Зависимость энергии излучения плазмы в полосе 108–178 нм от энергии лазерного импульса

## Выводы

Исследованы спектры ультрафиолетового и экстремального ультрафиолетового излучения точечного разряда в сфокусированном излучении лазера с длиной волны 10,6 мкм на ледяной мишени. В плазме присутствуют ионы кислорода с кратностями ионизации 5+ и 6+. Степень конверсии лазерного излучения в экстремальный ультрафиолет составляет 1,8%.

## Финансирование

Работа проводилась в рамках госзадания № FFUF-2023-0002.

## Литература

1. I. V. Fomenkov, et al. Laser-produced plasma light source for EUVL // *Alternative Lithographic Technologies*, Mar. 2009, vol. 7271, no. 727138, p. 727138.
2. H. Mizoguchi, A. Endo, T. Yanagida, H. Nakarai, and T. Oga. EUV Source // *Handbook of Laser Micro- and Nano-Engineering*, Cham: Springer International Publishing, 2021, pp. 1–63.
3. A. Ueda, et al. Update of the development progress of the high power LPP-EUV light source using a magnetic field // *Extreme Ultraviolet (EUV) Lithography X*, 2019, vol. 10957, pp. 373–384.
4. С. А. Гарахин и др. Дисперсионные элементы зеркального спектрометра на диапазон 7–30 нм // *Журнал Технической Физики*. 2023. Т. 93, № 7. С. 1002.

# Геометрооптический подход в рентгеновской микроскопической томографии

К. П. Гайкович, И. В. Малышев, Д. Г. Реунов\*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*reunovdima@ipmras.ru

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований метода микротомографии 3D-распределения показателя поглощения в неоднородных объектах в приближении геометрической оптики по данным измерений с использованием высокоапертурного зеркального МР-микроскопа. Предложены и исследованы в численном моделировании различные схемы томографической реконструкции: по данным измерений в одном, двух или трех взаимно перпендикулярных направлениях просвечивания зондируемого объекта. В исследованиях использовалась как теоретическая передаточная функция решаемого 3D-уравнения томографии, так и определенная по данным измерений с тестовым диэлектрическим объектом известной формы. Представлены результаты применения метода к томографии образцов клеток растений.

## Введение

Мягкая рентгеновская микроскопия может стать ценным методом, заполняющим пробел между конфокальной и электронной микроскопией. В [1] был предложен метод реконструкции трехмерных изображений по данным измерений с использованием высокоапертурного зеркального МР-микроскопа на основе решения уравнения типа свертки с ядром, определяемым рассчитанным распределением фокусируемого излучения. В [2] на основе обратного преобразования Радона в геометрооптическом приближении слабого поглощения было выведено уравнение соответствующей обратной задачи типа трехмерной свертки с ядром со слабой особенностью, полученным в явном виде:

$$\delta I(x_0, y_0, z_0) = \frac{I_0 - I}{I_0} = \int_0^d \iint \mu(x, y, z) \times K(x_0 - x, y_0 - y, z_0 - z) dx dy dz, \quad (1)$$

где  $\mu(x, y, z)$  – трехмерное распределение коэффициента поглощения в исследуемом объекте;  $I_0, I$  – распределение интенсивности сигнала, измеренного без объекта и с объектом в зависимости от положения фокуса;  $d$  – толщина объекта;  $K$  – функция ядра уравнения. Разработан алгоритм его решения на основе трехмерного фурье-преобразования:

$$\delta I(k_x, k_y, k_z) = 8\pi^3 \mu(k_x, k_y, k_z) K(k_x, k_y, k_z), \quad (2)$$

$$\mu(x, y, z) = \frac{1}{8\pi^3} \times \iiint \delta I(k_x, k_y, k_z) / K(k_x, k_y, k_z) e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z} dk_x dk_y dk_z,$$

где фурье-спектры величин обозначены теми же буквами и определяются своими аргументами.

В [2] были представлены результаты численного моделирования разработанных алгоритмов метода, где показана их эффективность и устойчивость решения к случайным ошибкам измерений.

В данной работе приводятся результаты дальнейших исследований и тестирования этого метода как в численном моделировании, так и в применении к образцам клеток высушенного стебля ландыша.

## Результаты

Хотя в рассматриваемом геометрооптическом приближении малого поглощения оказалось возможным получить явное решение, из-за расплывания по-

ля в пикселе фокуса (размер которого у нас выбран на основании расчетов масштаба расплывания поля в фокусе) значение ядра, имеющее в этом месте интегрируемую особенность, оказалось неопределенным.

По этой причине для экспериментального определения ядра уравнения были выполнены измерения ослабления тонкого полупрозрачного тестового объекта с известной формой и коэффициентом поглощения. С использованием соотношения (2) по данным измерений в области  $128 \times 128 \times 128$  пикселей был вычислен пространственный спектр ядра уравнения (1):

$$K(k_x, k_y, k_z) = \delta I_0(k_x, k_y, k_z) / 8\pi^3 \mu_0(k_x, k_y, k_z). \quad (4)$$

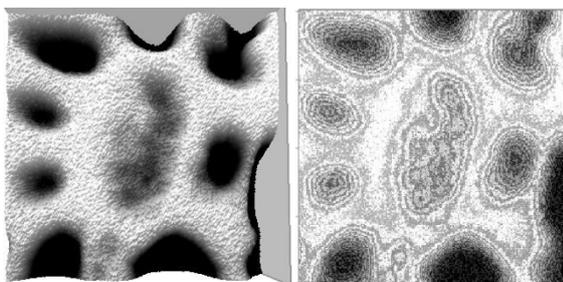
Численное моделирование реконструкции с этим ядром показало эффективность такого подхода. Однако из-за большого уровня погрешностей при измерении тестового объекта в реконструкции возникли погрешности – преимущественно в вертикальном направлении, где сосредоточена основная часть измеренного сигнала.

Для устранения этого эффекта предложен метод, основанный на реконструкции по данным измерений объекта с двух или трех взаимно перпендикулярных направлений. Для случая измерения с трех сторон  $(z, y, x)$  алгоритм выглядит следующим образом:

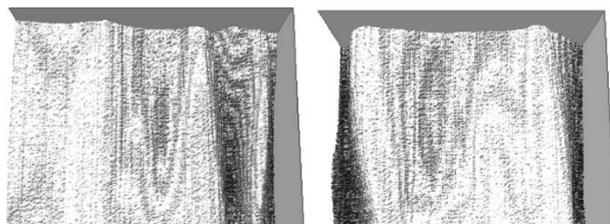
$$\mu(x, y, z) = [\mu_z(x, y, z) + \mu_y(z, x, y) + \mu_x(y, z, x)] / 3. \quad (5)$$

При реконструкции по измерениям с двух сторон погрешности существенно уменьшаются, но сохраняется их некоторая асимметрия. При измерениях с трех сторон асимметрия подавляется и ошибки во круг объекта почти исчезают.

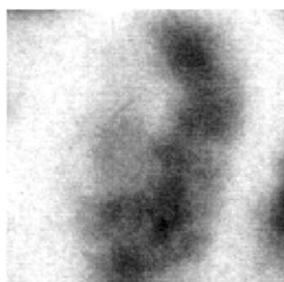
Были выполнены исследования по реконструкции реальных больших объектов сложной структуры – клеток стебля ландыша с размерностью  $256 \times 256 \times 256$  пикселей, для которой экспериментальная функция ядра не подходила по размерности. Но оказалось, что при использовании теоретического ядра алгоритм не требует регуляризации, а полученное решение точно воспроизводит исходные данные и не приводит к усилению их случайных ошибок при выборе значения его пика в фокусе на основании оценки оптической толщины объекта по максимальному измеренному ослаблению сигнала от объекта из условия, чтобы эта оптическая толщина была равна произведению максимального коэффициента ослабления в реконструкции на толщину измеряемой клетки. На рис. 1–3 представлены полученные результаты.



**Рис. 1.** Реконструкция горизонтального сечения  $36 \times 36$  мкм клетки ландыша в плоскости  $z = 15$  мкм в псевдотрехмерном формате (слева) и вертикальном ракурсе с выделением уровней равной высоты рельефа (справа)



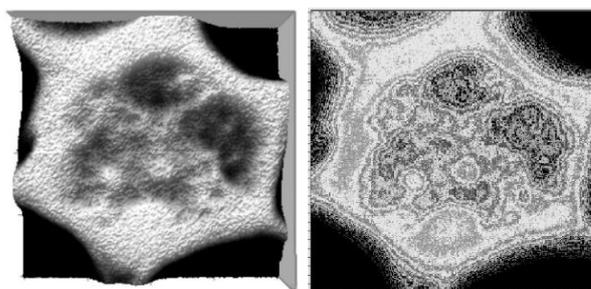
**Рис. 2.** Реконструкция вертикальных сечений  $36 \times 30$  мкм клетки ландыша в плоскостях  $x = 18$  мкм (слева) и  $y = 18$  мкм (справа) в псевдотрехмерном формате



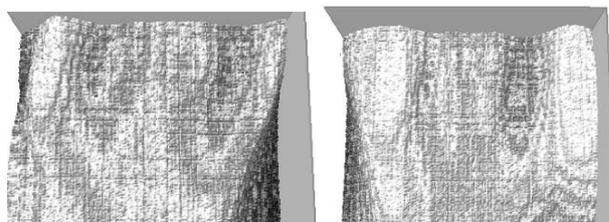
**Рис. 3.** Реконструкция детальной структуры горизонтального сечения области  $18 \times 18$  мкм в оттенках серого

На рис. 4–5 представлена реконструкция 2-й клетки, аналогичная рис. 1–3.

Результаты визуализации демонстрируют высокую чувствительность диагностики к самым тонким деталям структуры клеток. В горизонтальном сечении на рис. 3, толщина реконструированных оболочек сфероидных тел составляет 1–2 пикселя (1 пиксель =  $0,14$  мкм). В вертикальном сечении в середине рис. 2 (левый) толщина оболочки сфероидного тела не больше 2–3 пикселей. Уровень белого в рисунках соответствует коэффициенту поглощения  $0,05$  мкм<sup>-1</sup>.



**Рис. 4.** Горизонтальные сечения 2-й клетки ландыша в плоскости  $z = 23$  мкм



**Рис. 5.** Реконструкция вертикальных сечений  $36 \times 36$  мкм 2-й клетки в плоскостях  $x = 18$  мкм (слева) и  $y = 18$  мкм (справа)

Визуализация с выделением уровней равной высоты рельефа на рис. 1–3, 5 позволяет отчетливо различить более крупные структурные образования и их трансформацию в разных сечениях.

## Выводы

Представленные результаты демонстрируют перспективность разработанных алгоритмов рентгеновской томографии. Основными задачами развития метода является анализ объектов, где нарушается условие малости поглощения, в котором получены основные уравнения томографии, реализуемой в этих алгоритмах.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-62-00068.

## Литература

1. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo, et al. // Opt. Express. V. 30(26). 47567 (2022).
2. К. П. Гайкович, И. В. Малышев, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало // Журнал технической физики. 2023. Т. 93(7). С. 867.

# Исследование отражательных характеристик многослойных рентгеновских зеркал Cr/Ti и Cr/V

С. А. Гарахин\*, Е. С. Антюшин, Н. И. Чхало, В. Н. Полковников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*garahins@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние буферных слоев В<sub>4</sub>С на отражательные характеристики многослойных зеркал Cr/Ti. Показано улучшение уровня переходного слоя при добавлении буферных слоев. Также приводятся данные изучения отражательных свойств многослойных зеркал Cr/V.

## Введение

В мягком рентгеновском диапазоне проблемной является область длин волн  $\lambda = 2,3-3,1$  нм. В этом диапазоне традиционные «легкие» материалы бор, углерод и кремний достаточно сильно поглощают, поэтому зеркала на их основе имеют низкие, существенно менее 10%, коэффициенты отражения. Высокие коэффициенты отражения достигаются только в областях аномалий дисперсии оптических констант V (2,4 нм) – МЗ Cr/V [1, 2] и Ti (2,74 нм) – МЗ Cr/Ti [1, 3–5]. В работе [1] отмечено достижение 9% отражения для МЗ Cr/V на длине волны 2,42 нм. В работе [2] показано, что для зеркал Cr/V введение барьеров В<sub>4</sub>С снижает межслоевую шероховатость до 0,21–0,31 нм. Отражение составило 24,3% на 2,441 нм при угле падения излучения 42 градуса. Это последнее значение не стоит принимать в расчет, имея ввиду зеркала нормального падения, период которых значительно меньше, а влияние шероховатости больше. Лучшее отражение МЗ Cr/Ti без указания длины волны и угла падения излучения отмечено в [1] – 17%. Возникают серьезные сомнения относительно того, что это случай нормального падения или точных измерений, поскольку в других работах отмечается значительно меньшее отражение – 2–5%.

В рамках данной работы изучались структуры Cr/Ti с барьерными слоями В<sub>4</sub>С и короткопериодные МЗ Мо/В<sub>4</sub>С и Cr/V.

Многослойные зеркала методом магнетронного напыления осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины. Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и рефлектометрии в мягкой рентгеновской области спектра.

Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO. Измерения в мягкой рентгеновской области спектра проводились на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монохроматором PCM-500.

## Результаты

Наилучших результатов для зеркал на основе Cr/Ti удается достичь для структур с буферными слоями В<sub>4</sub>С. При этом важно определить оптимальную толщину слоя хрома в периоде. Краткий результат по поиску оптимальной толщины хрома приведен в табл. 1.

Таблица 1. Зависимость отражательных характеристик зеркал Cr/Ti от доли хрома в периоде (параметр  $\beta = d(\text{Mo})/d$ , где  $d(\text{Mo})$  – толщина слоя молибдена,  $d$  – период) структуры

$\beta$	$R(0,154 \text{ нм})$	$R(2,73 \text{ нм})$
0,6	$2 \cdot 10^{-4}$	0,035
0,55	0,005	0,042
0,5	0,005	0,05
0,45	0,0066	0,054
0,4	0,0062	0,035

Из приведенной зависимости следует, что оптимальное значение толщины слоя хрома в периоде находится при  $\beta = 0,45$  нм.

Для уменьшения величины межслоевой шероховатости в структуру вводилась тонкая прослойка карбида бора В<sub>4</sub>С. Прослойка наносилась на поверхность пленок хрома. Параметры изготовленных образцов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Зависимость отражательных характеристик зеркал Cr/Ti от доли хрома в периоде структуры

Толщина слоя В <sub>4</sub> С	$R(0,154 \text{ нм})$	$R(2,73 \text{ нм})$
$d(\text{B}_4\text{C})=0,4 \text{ \AA}$	0,0087	0,06
$d(\text{B}_4\text{C})=0,6 \text{ \AA}$	0,018	0,059

Коэффициенты отражения от такого типа структур на длине волны 2,73 нм составили около 6%. Эти измерения выполнены на лабораторном рефлектометре. При пересчете, с учетом аппаратной функции прибора, это значение дает отражение на уровне  $R = 9\%$ .

На рис. 1 (а, б) приведены результаты измерения коэффициентов отражения и фиттинга для структуры с 0,4 нм В<sub>4</sub>С.

Соответствующие шероховатости в такой структуре оцениваются как: для Cr 0,25 нм, для Ti 0,25 нм.

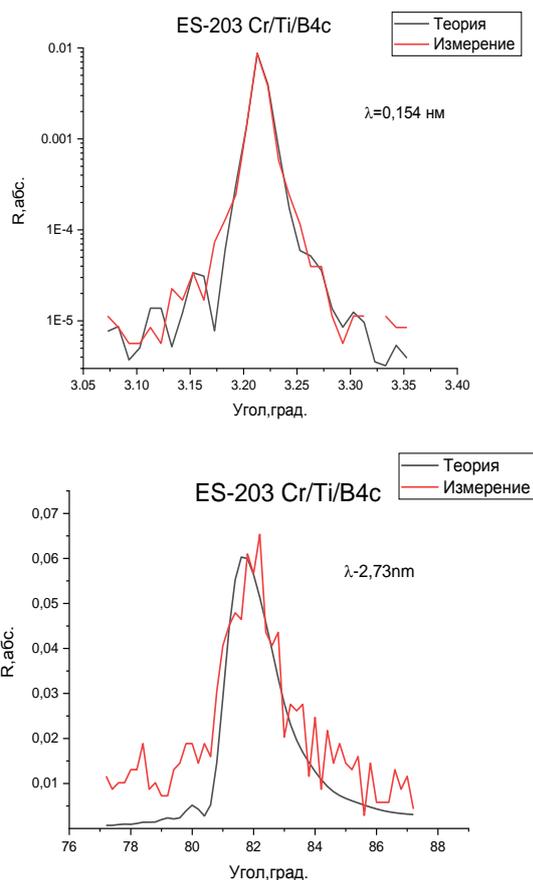
В рамках проведенных экспериментов были исследованы отражательные и структурные свойства многослойных зеркал Cr/V.

На первом этапе экспериментов с помощью атомно-силового микроскопа исследовалась поверхностная шероховатость образцов:

RS-359 [подложка Si/пленка V (20 нм)/пленка Cr (3 нм)];

RS-360 [подложка Si/пленка Cr (20 нм)/пленка V (3 нм)].

Оба образца показали одинаковые значения среднеквадратичной шероховатости: 0,4 нм и 0,2 нм на кадрах 40×40 мкм и 2×2 мкм.



**Рис. 1.** Экспериментально измеренные зависимости коэффициента отражения (красные кривые) и фиттинг экспериментальных данных (черные кривые) для образца ES-203 на длинах волн: 0,154 и 2,73 нм

При этом для образца RS-358, который представлял собой многослойную структуру вида sub/V/Cr с периодом  $d = 4,22$  нм, долей Cr в периоде  $\beta = 0,42$  и числом периодов  $N = 50$ , значения шероховатости, полученные с атомно-силового микроскопа, имели значения: 1 нм для кадра  $40 \times 40$  мкм и 0,82 нм для кадра  $2 \times 2$  мкм.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что в процессе роста многослойной структуры имеет место

развитие межслоевой шероховатости, которая отрицательно влияет на отражательные характеристики многослойного зеркала.

В результате исследования образца RS-358 методом малоугловой рентгеновской дифрактометрии на длине волны 0,154 нм было установлено, что в МРЗ Cr/V образуется перемешивание слоев системы между собой. Уровень ширины переходных границ составляет порядка 0,23 нм для границы Cr-на-V и 0,20 нм для границы V-на-Cr. Перемешивание слоев системы между собой обусловлено баллистическим перемешиванием материалов в результате изготовления многослойного зеркала.

На перемешивание указывает и результат восстановления профиля электронной плотности в МРЗ Cr/V. Из полученных данных следует, что максимум плотности в слоях Cr составляет 0,95 от табличного значения. Для V оно на 8% превышает табличное значение. Это указывает на взаимное внедрение атомов Cr и V в слой друг друга.

Измерения отражательной способности МРЗ Cr/V с периодом 1,4 нм на длине волны 2,42 нм, выполненные на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монохроматором РСМ-500, показывают  $R = 6,1\%$ , что при пересчете, с учетом аппаратной функции прибора, дает значение отражения на уровне  $R \sim 9\%$ .

#### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

#### Литература

1. Gullikson, E. M., Salmassi, F., Aquila, A. L. & Dollar, F. <http://escholarship.org/uc/item/8hv7q0hj> (2008).
2. Huang, Q., et al. // Opt. Lett. 2016. V. 41, no. 4. P. 701–704.
3. Naureen Ghafoor, et al. // Applied Optics. 2006. V. 45, no. 1. P. 137–143.
4. Yuchun Tu. <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01134315v2>.
5. P. Sarkar, et al. // Vacuum 2020. V. 181. P. 109610.

# Формирование изображения в рентгеновской оптике на основе преломляющих линз с учетом поглощения

П. Ю. Глаголев<sup>1,\*</sup>, Н. А. Дюжев<sup>1</sup>, В. И. Корнеев<sup>2</sup>, Г. Д. Демин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Центр коллективного пользования «Микросистемная техника и электронная компонентная база» МИЭТ, Солнечная аллея, 6, Москва, Зеленоград, 124527

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498

\*glagolev@ckp-miet.ru

В настоящей работе обсуждается возможность использования составных преломляющих линз в качестве рентгеновской оптики в мягком рентгеновском диапазоне длин волн (2–14 нм) для формирования изображения на рентгенорезисте. Было проведено математическое моделирование преобразования волнового фронта от выхода из прозрачной динамической маски до подложки с фоторезистом. Получены двумерные графики волнового фронта на входе/выходе составной преломляющей линзы и в плоскости подложки с фоторезистом для рентгеновского излучения с длинами волн 2–14 нм. Рассмотрены перспективные материалы (Si, Be, алмаз) с высокой прозрачностью в диапазоне мягкого рентгеновского излучения для создания составной преломляющей линзы. Результаты моделирования показали, что переход к дифракционным и киноформным линзам значительно уменьшает поглощение, что позволяет увеличить разрешающую способность линзы. Результаты исследования могут быть использованы при разработке литографической системы на основе прозрачной маски и составной преломляющей линзы.

Сильное поглощение рентгеновского излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 2\text{--}20$  нм является главной причиной отказа от преломляющей оптики в рентгеновской литографии. Поэтому в работе было проведено исследование влияния поглощения рентгеновского излучения на оптические свойства преломляющих линз, с целью найти пути ослабления фактора поглощения. Из-за того что действительная часть показателя преломления меньше единицы, для фокусировки рентгеновских лучей приходится использовать двояковогнутые линзы. Кроме того, малое значение коэффициента рефракции приводит к большому фокусному расстоянию линзы, и соответственно к малой апертуре. Чтобы увеличить апертуру можно применять составную линзу из набора элементарных двояковогнутых линз [1–2].

Исследование двояковогнутых линз показало, что на формирование изображения оказывают влияние два фактора, дифракционное расплывание, связанное с конечным размером диафрагмы, и расплывание, связанное с поглощением излучения в линзе, причем второй фактор часто оказывает большее влияние. Эти же два фактора оказывают негативное влияние на разрешающую способность линзы. В данной работе рассмотрены методы повышения разрешающей способности составной преломляющей линзы, основанные на снижении фактора расплывания из-за поглощения излучения в линзе.

## Теория моделирования составных преломляющих линз

Составная преломляющая линза может быть рассмотрена как тонкая линза, поэтому для нее справедливо уравнение

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}, \quad (1)$$

где  $F$  – фокусное расстояние составной преломляющей линзы,  $d$  – расстояние от предмета (транспарентной динамической маски) до линзы,  $f$  – расстояние от линзы до изображения (рентгенорезиста на экспонируемой пластине). В свою очередь, фокусное расстояние можно рассчитать по формуле

$$F = R/\delta N, \quad (2)$$

где  $R$  – апертура линзы,  $\delta$  – действительная компонента комплексного показателя преломления ( $n = 1 - \delta + i\beta$ ),  $N$  – количество отдельных линз в составной преломляющей линзе.

В плоскости объекта  $z = 0$  поле излучения известно, и задается векторными полями  $\vec{E}(x, y, 0)$ ,  $\vec{H}(x, y, 0)$ . Найти распределение поля излучения в любой точке области между плоскостью объекта и входной плоскостью линзы можно, решив уравнение Гельмгольца:

$$\Delta u + k^2 u = 0. \quad (3)$$

Здесь поле излучения  $u(x, y, z)$  является любой проекцией электрического или магнитного поля. В нашем случае рентгеновское излучение имеет вид поперечной волны, поэтому для определенности будем считать, что  $u$  – это проекция электрического поля  $E_x$ .

Таким образом, надо найти решение уравнения Гельмгольца (3) с заданным граничным условием  $u(x, y, z = 0)$  на плоскости объекта. Для решения поставленной задачи используем интеграл Френеля – Кирхгофа:

$$u(\vec{r}_0) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} u(x, y, z = 0) 2ik \frac{e^{ikR}}{R} \left(1 - \frac{1}{ikR}\right) \frac{z_0}{R} dS. \quad (4)$$

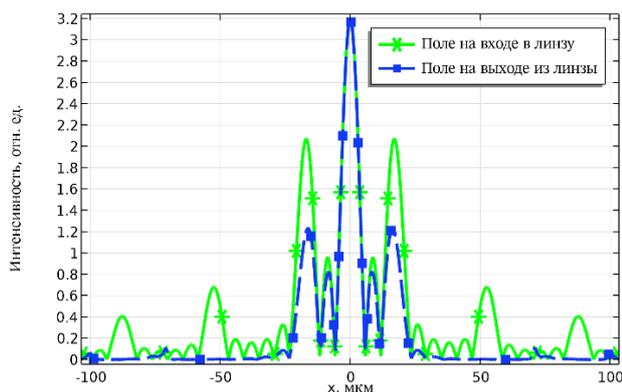
Здесь  $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z_0^2}$ ,  $S_1$  – плоскость объекта, а интегрирование идет по координатам  $(x, y)$  в плоскости объекта.

## Моделирование распределения поля с учетом поглощения рентгеновского излучения в материале линзы

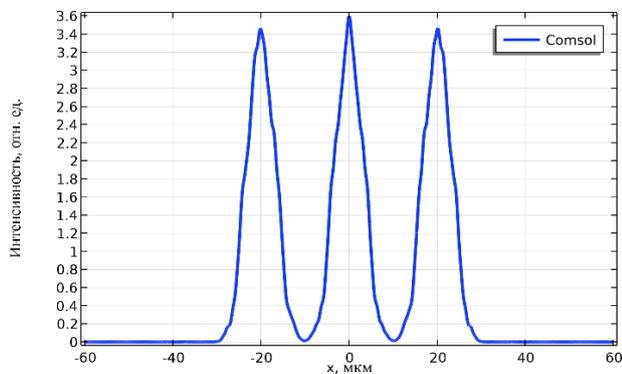
Моделирование распределения поля с учетом поглощения рентгеновского излучения в материале линзы осуществлялось в три этапа. На первом этапе с помощью формул, описанных в предыдущем разделе, рассчитывается распределение поля на входе линзы, полученное из распределения излучения, прошедшего сквозь несколько каналов прозрачной динамической маски.

На втором этапе с помощью математического моделирования в программном обеспечении COMSOL Multiphysics [3] рассчитывается распределение поля внутри составной преломляющей линзы с учетом поглощения рентгеновского излучения в материале линзы. Для математического моделирования используется метод огибающей пучка, в основе которого лежит решение системы уравнений Максвелла [4].

На рис. 1 продемонстрированы результаты моделирования составной преломляющей киноформной линзы. Моделирование производилось для прозрачной маски с тремя отверстиями шириной 40 мкм и расстоянием между центрами отверстий 80 мкм. Длина волны рентгеновского излучения  $\lambda = 13,5$  нм. Количество линз 5 шт.



**Рис. 1.** Распределение интенсивности поля на входе и на выходе из составной преломляющей линзы. Длина волны рентгеновского излучения  $\lambda = 13,5$  нм. Количество линз 5 шт. Материал линз – бериллий



**Рис. 2.** Распределение интенсивности поля в плоскости изображения (плоскость рентгенорезиста). Длина волны рентгеновского излучения  $\lambda = 13,5$  нм. Количество линз 5 шт. Материал линз – бериллий

Полученное распределение на выходе из линзы используется для расчета распределения поля в плоскости изображения (плоскость рентгенорезиста). На рис. 2 представлено распределение интенсивности излучения в плоскости изображения (рентгенорези-

ста) для системы, описанной выше. Как видно из рис. 2, расстояние между центрами пиков уменьшилось до 20 мкм вследствие четырехкратного уменьшения составной преломляющей линзы из бериллия.

В данной работе были рассмотрены методы снижения фактора расплывания из-за поглощения излучения в линзе. Идеальная линза должна обладать сильной рефракционной способностью ( $\delta$ ) и слабым поглощением ( $\beta$ ). Простейшая составная преломляющая линза представляет собой отдельные двояковогнутые линзы, между которыми находится вакуум. Недостатком такой линзы является большая разница по толщине материала в центре и на краю линзы, в результате чего теряется большая часть информации о волновом фронте при прохождении через линзу.

Уменьшить потери в линзе можно путем использования материала с низким коэффициентом затухания  $\beta$ . Но даже у Si и Be, для которых  $\beta$  минимален на длине волны 13,5 нм, затухания для 3 и более линз существенны.

Также снизить потери в линзе возможно путем удаления участков материала из линзы, длина которых выбирается такой, чтобы набег фазы был кратен  $2\pi$ . Оставшаяся часть линзы при этом работает как сплошная линза. В результате получаются дифракционная и киноформная линзы.

По результатам моделирования определено, что оптимальным соотношением  $\delta$  к  $\beta$  на длине волны 11,2–13,5 нм обладает бериллий, так как в данном диапазоне длин волн у бериллия имеется характерный спад коэффициента  $\beta$ . В диапазоне длин волн 4,3–5 нм оптимальным является алмаз, имеющий характерный провал коэффициента  $\beta$  после 4,3 нм.

Результаты моделирования показали, что переход к дифракционным и киноформным линзам значительно уменьшает поглощение, что позволяет увеличить разрешающую способность линзы. Результаты исследования могут быть использованы при разработке литографической системы на основе прозрачной маски и составной преломляющей линзы.

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004).

## Литература

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, et al. // *Nature*. **384**(6604), 49–51 (1996).
2. V. Kohn, I. Snigireva, and A. Snigirev // *Optics Communications*. **216**(4–6), 247–260 (2003).
3. <https://www.comsol.com/>
4. <https://www.comsol.com/blogs/how-to-use-the-beam-envelopes-method-for-wave-optics-simulations/>

# Двухзеркальный многослойный монохроматор для синхротронов поколения 4+

Е. И. Глушков<sup>1,\*</sup>, И. В. Малышев<sup>1</sup>, Е. В. Петраков<sup>1</sup>, А. К. Чернышев<sup>1</sup>,  
М. С. Михайленко<sup>1</sup>, Р. С. Плешков<sup>1</sup>, Р. А. Шапошников<sup>1</sup>, А. И. Артюхов<sup>1</sup>,  
Н. И. Чхало<sup>1</sup>, Ю. В. Хомяков<sup>2</sup>, Я. В. Ракшун<sup>2</sup>, В. А. Чернов<sup>2</sup>, И. П. Долбня<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup>Diamond Light Source, Harwell Science and Innovation Campus, Didcot, Oxfordshire, OX11 0DE, United Kingdom

\*eglushkov@ipmras.ru

Разработан проект двухзеркального монохроматора (ДЗМ) для синхротрона «СКИФ» поколения 4+. Экспериментально получены параметры многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) Mo/Be, W/B4c и рассчитаны параметры Cr/Be для монохроматизации синхротронного излучения (СИ) в диапазоне 10–30 кэВ. Для минимизации тепловой деформации рассчитаны оптимальные параметры кремниевых подложек МРЗ, содержащих проточки для достижения субмикрорадианной расходимости пучка СИ, падающего под углами скольжения 0,5°–0,95° мощностью до 200 Вт. Оценено влияние расходимости пучка СИ на выходе ДЗМ на пятно фокусировки разрабатываемой в ИФМ РАН системы Киркпатрик – Баеза (КБ). Нанометровая остаточная тепловая деформация монохроматора может быть скомпенсирована децентровкой КБ-системы на несколько микрон. В докладе будет освещен текущий статус разработки монохроматора, будет описан разрабатываемый стенд для измерения формы длинных зеркал со шшивкой кадров, методика шшивки и приведены последние результаты по полировке кремниевых подложек.

## Введение

На разрабатываемом в СО РАН источнике синхротронного излучения (СИ) 4-го поколения «СКИФ» планируется использование многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) для различных приложений. В частности, на экспериментальной Станции 1-1 «Микрофокус» [1] для выделения одной гармоники СИ и отвода  $\approx 96\%$  тепла в ИФМ РАН разрабатывается двухзеркальный монохроматор (ДЗМ) с перестраиваемой рентгеновской длиной волны [2]. В ряде экспериментов на Станции 1-1 «Микрофокус» на выходе ДЗМ будет использоваться двухкристальный монохроматор, поэтому расходимость пучка на выходе ДЗМ не должна превышать расходимость после кристалльного монохроматора с СКО 1 мкрад.

## Принципы устройства монохроматора

В основе монохроматора лежит следующая концепция. Для сохранения направления пучка для любой энергии используются два идентичных по параметрам плоских зеркала. Так как в процессе сканирования по энергии отраженный от первого зеркала луч изменяет направление, то второе зеркало, помимо подстройки по углу Брэгга, совершает линейное перемещение, чтобы отраженный от первого зеркала пучок попал в центр второго зеркала. В этом случае вышедший из монохроматора луч сохранит как направление движения, параллельно входящему в монохроматор пучку, так и постоянный офсет 11 мм. Выбор длины волны осуществляется поворотом зеркал на один угол.

Первое зеркало монохроматора установлено на системе подвижек, обеспечивающих для юстировки и сканирования по энергии следующие типы движений: поперечное (перпендикулярно направлению распространения рентгеновского пучка) в пределах  $\pm 25$  мм с шагом 5 мкм; вертикальное перемещение в пределах  $\pm 25$  мм с шагом 10 мкм; поворот зеркала для установки угла Брэгга в пределах  $360^\circ$  с шагом  $0,0001^\circ$ . Вер-

тикальное перемещение позволяет оперативно менять тип многослойного покрытия при наличии нескольких стрипов с МРЗ на одной подложке. Система подвижек второго зеркала, помимо указанных выше, включает в себя гониометр для наклона второго зеркала по отношению к первому и длинную линейную подвижку для сканирования по энергии. Гониометр обеспечивает наклон в диапазоне  $\pm 17^\circ$  с шагом  $0,001^\circ$ . Продольная, линейная подвижка обеспечивает перемещение на 425 мм, с шагом 0,05 мм. Сверхвысокий вакуум ( $5 \cdot 10^{-9}$  мбар) будет поддерживаться двумя магниторазрядными насосами, не дающими вибрации.

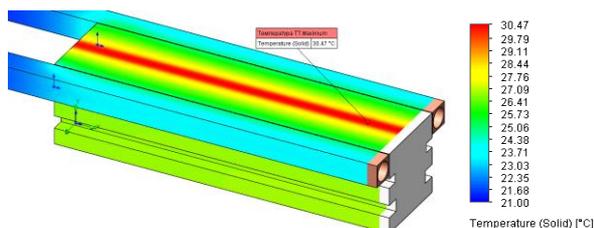


Рис. 1. Эскиз зеркального монохроматора, с вакуумной камерой, рамой и пьедесталом для первичной настройки на пучок

## Расчет параметров подложки

С учетом высоких интенсивностей пучков СИ немаловажным фактором, ограничивающим максимальный рабочий угол многослойных зеркал, является

ся высокая плотность поглощенной мощности, приводящая к термоиндуцированной деформации поверхности, и соответственно отраженного волнового фронта. Для решения этой задачи были проведены тепловые расчеты в SolidWorks. Зеркало представляет собой кремниевую подложку длиной 200 мм, шириной 25 мм, высотой 25,5 мм и проточками вдоль зеркала шириной 3 мм, глубиной 3,4 мм. Параметры подложки рассчитывались таким образом, чтобы расходимость пучка на выходе ДЗМ при угле скольжения  $0,95^\circ$  была порядка 1 мкрад, но может быть уменьшена на 80% отрезанием краев пучка на выходе до  $0,2$  мкрад. Расходимость для меньших углов скольжения  $0,5-0,9^\circ$  составляет  $0,2-0,3$  мкрад.



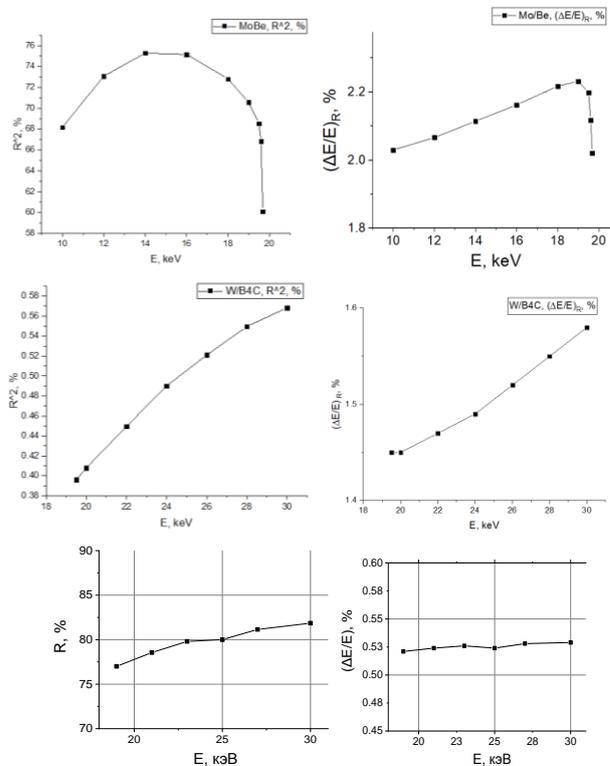
**Рис. 2.** Охлаждаемая водой подложка зеркал ДЗМ с проточками и тремя стрипами МРЗ на ней. Вид с торца, размеры в миллиметрах. Радиаторы прижаты к подложке через индиевую фольгу толщиной  $0,2-0,5$  мм

Также проточки не должны проходить под стрипами МРЗ, так как технология протачивания может приводить к деформации поверхности над проточками. Охлаждение подложки осуществляется водой с температурой  $21^\circ\text{C}$  через медные радиаторы, расположенные в верхней части зеркала.

### Параметры многослойных рентгеновских зеркал

Основными критериями при выборе состава и конструкции многослойных рентгеновских зеркал выступают коэффициенты отражения и спектральное разрешение в рабочем диапазоне. Так, для различных диапазонов длин волн были выбраны следующие пары материалов, число периодов  $N$ , период  $d$ , доля

сильно поглощающего слоя в периоде  $\beta$  и межслоевая шероховатость  $\sigma$ :  $10-19,5$  кэВ, Mo/Be,  $N = 120$ ,  $d = 3,71$  нм,  $\beta = 0,25$ ,  $\sigma = 0,4$  нм; ( $R^2 = 70-87\%$ ,  $\Delta E/E = 1,5-1,6\%$ );  $19,5-30$  кэВ, W/B<sub>4</sub>C,  $N = 200$ ,  $d = 2,0$  нм,  $\beta = 0,33$ ,  $\sigma = 0,3$  нм; ( $R^2 = 35-80\%$ ,  $\Delta E/E = 0,8-1,05\%$ );  $10-30$  кэВ, Cr/Be,  $N = 500$ ,  $d = 2,0$  нм,  $\beta = 0,5$ ,  $\sigma = 0,43$  нм ( $R^2 = 42-80\%$ ,  $\Delta E/E = 0,27-0,31\%$ ).



**Рис. 3.** Верхняя пара графиков – Mo/Be, средняя пара графиков – W/B<sub>4</sub>C, нижняя пара графиков – Cr/Be

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

### Литература

1. Чхало Н. И. и др. // ЖТФ. 2022. № 92(8). 1261–1266.
2. Sawhney K. J. S., et al. // Advances in X-Ray/EUV Optics and Components VI. Vol. 8139. SPIE, 2011.

## **Рентгеновская коллимирующая система на основе параболических зеркал Киркпатрика – Баеза**

**Е. И. Глушков\*, И. В. Малышев, А. К. Чернышев, М. С. Михайленко,  
Е. В. Петраков, Н. И. Чхало**

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*eglushkov@ipmras.ru

В ИФМ РАН для синхротрона «СКИФ» разрабатывается двухзеркальный монохроматор, рентгенооптическая схема которого включает в себя прецизионные подвижки зеркал. Для выявления их систематической ошибки был разработан рентгенооптический стенд, состоящий из микрофокусной рентгеновской трубки и коллимирующей системы зеркал Киркпатрика – Баеза параболической формы из кварца.

### **Финансирование**

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ  
№ 21-72-30029.

# Высокочастотные многослойные дифракционные решетки с малым углом блеска: определение дифракционной эффективности и влияния шероховатости

Л. И. Горай<sup>1,2,3,4,\*</sup>, А. С. Дашков<sup>1,2</sup>, Н. А. Костромин<sup>1,2</sup>, Д. В. Мохов<sup>2</sup>,  
Т. Н. Березовская<sup>2</sup>, Е. В. Пирогов<sup>2</sup>, К. Ю. Шубина<sup>2</sup>, Н. Д. Прасолов<sup>5</sup>,  
М. В. Зорина<sup>6</sup>, С. А. Гарахин<sup>6</sup>, Н. И. Чхало<sup>6</sup>, А. Д. Буравлев<sup>1,3,4,5</sup>

<sup>1</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 19702

<sup>2</sup>Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, 194021

<sup>3</sup>Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 190103

<sup>4</sup>Университет при МПА ЕврАзЭС, Санкт-Петербург, 194044

<sup>5</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

<sup>6</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*lig@pcgrate.com

Теоретически и экспериментально исследована дифракционная эффективность  $\eta$  многослойных Mo/Be решеток с периодом  $\sim 400$  нм и углом блеска  $\sim 1,7^\circ$ , изготовленных на пластинах Si. Определена  $\eta$  40-бислойной решетки Sv-4-3 при нормальном падении неполяризованного излучения с длиной волны  $\sim 11,3$  нм. Измеренная в  $-2$  порядке  $\eta \sim 38\%$  хорошо согласуется с расчетной, полученной с помощью кода PCGrate<sup>TM</sup> и профилей границ из АСМ.

Достижение высокой дифракционной эффективности  $\eta$  в рентгеновском, особенно жестком, диапазоне для высокочастотных решеток с блеском (ВРБ) и/или в высоких порядках возможно при использовании двух условий: 1) малого угла блеска  $\alpha$ ; 2) многослойного покрытия – для поднятия эффективности и/или критического угла в классической схеме дифракции [1]. Глубина штрихов подобных решеток должна составлять несколько нанометров и их профиль не должен меняться после нанесения многослойки. В [2] анизотропным травлением была изготовлена Mo/Si ВРБ 5,250/мм с  $\alpha = 2^\circ$  и  $\eta = 12,7\%$  на длине волны  $\lambda = 1,34$  нм. В [3] аналогично была изготовлена W/V<sub>4</sub>C ВРБ 2,500/мм с  $\alpha = 1,75^\circ$  и  $\eta = 13,5\%$  во втором порядке на  $\lambda = 1,77$  нм. В [4] тем же методом была изготовлена Al/Zr ВРБ 10,000/мм с  $\alpha = 6^\circ$  и  $\eta = 24,6\%$  на  $\lambda = 13,5$  нм. Ранее нами были изготовлены и исследованы Pt и Mo/Be ВРБ с  $\alpha = 3,9^\circ$  [5]. В настоящей работе теоретико-экспериментальными методами определена  $\eta$  многослойных Mo/Be ВРБ 2500/мм с  $\alpha \leq 1,8^\circ$ , изготавливаемых с помощью электронно-лучевой литографии, жидкостного анизотропного травления пластин Si и магнетронного напыления [6].

## Теоретические и численные подходы

Для анализа дифракционных свойств изготавливаемых ВРБ с измеренными с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) профилями границ мы использовали хорошо зарекомендовавшие себя метод граничных интегральных уравнений [7] и компьютерную программу PCGrate<sup>TM</sup> [8]. Развитый нами метод позволяет точно учесть не только реалистичную форму (полигональную – полученную из измерений или модели роста) границ слоев, но и случайную шероховатость и диффузность интерфейсов. Приближения используются только на этапе численного решения (обрезания бесконечных рядов/матриц и оценки сходимости процесса). Универсальность и точность PCGrate<sup>TM</sup> позволяют решать любые задачи рассеяния на периодических, квазипериодических и случайных нанорельефах.

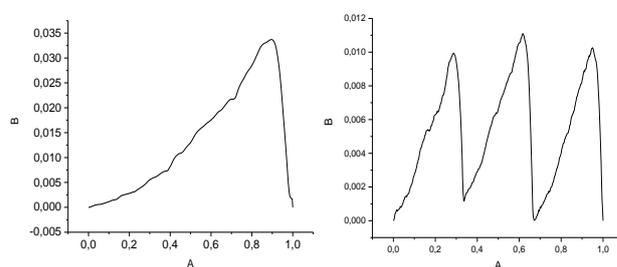


Рис. 1. Усредненный профиль одного штриха и случайный профиль трех штрихов в отнесенных к периоду единицах

На рис. 1 представлен усредненный профиль одного штриха и случайный профиль трех штрихов ВРБ, полученные с помощью АСМ. Случайные профили получают в режиме измерений с большим числом точек сканирования, при этом учитываются все высоты и пространственные частоты статистической поверхности (характеризуемые с помощью высокочастотного  $\sigma$  и среднечастотного  $R_q$  параметров шероховатости), влияющие на рассеяние падающего излучения, если длина волны сравнима с глубиной шероховатости с учетом угла падения. Измеренные усредненные и случайные профили границ слоев используются для расчетов дифракционной эффективности и интенсивности рассеянного излучения по методу Монте-Карло.

## Результаты моделирования

На рис. 2 представлена абсолютная  $\eta$  основных порядков оптимизированной (Mo/Be) $\times 40$  (период многослойки  $\Lambda = 5,7$  нм) решетки с периодом  $d = 400$  нм,  $\alpha = 1,65^\circ$  и идеальными параметрами, рассчитанными для  $\lambda = 11,3$  нм и угла падения  $\theta = 0$ , от  $\lambda$ . Как следует из рис. 2,  $\eta(-2) = 66\%$  в неполяризованном излучении. Максимальный коэффициент отражения  $R$  для данного многослойного покрытия  $\sim 72\%$ , т. е. относительная (решеточная)  $\eta(-2) = 83\%$ . Эффективность соседних порядков вблизи максимума  $\eta(-2)$  мала – менее 0,1%.  $\eta(-2)$ , сосчитанная для усредненных по апертуре подложки и верхнего слоя профилей штрихов,  $\sim 50\%$ .

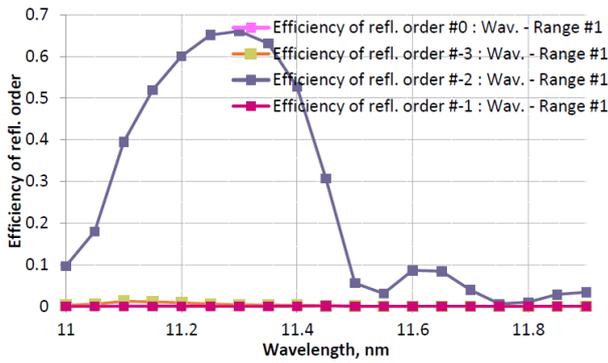


Рис. 2.  $\eta$  Mo/Be ВРБ:

$d = 400$  нм,  $\alpha = 1,65^\circ$ ,  $\Lambda = 5,7$  нм,  $\theta = 0$ , от  $\lambda$

На рис. 3 показаны зависимости  $\eta$  и поглощения Mo/Be ВРБ Sv-4-3 с  $\alpha \sim 1,7^\circ$ ,  $\Lambda = 5,7$  нм и  $\lambda = 11,3$  нм от  $\theta$ , полученные на основе одного из случайных АСМ-сканов трех штрихов (порядки умножены на три).  $\eta(-2)$  максимальна в широком диапазоне углов падения – от 0 до  $\sim 5^\circ$ . В этом же диапазоне поглощение минимально. Из-за дефектов границ, в т. ч. случайной шероховатости,  $\eta(-2)$  уменьшилась более, чем в два раза, по сравнению с эффективностью ВРБ с идеальными границами по всей глубине и апертуре.

### Результаты измерений

Максимум абсолютной  $\eta(-2) \approx 38\%$  Sv-4-3 был измерен на  $\lambda = 11,3$  нм с помощью рефлектометра Черни – Тернера с плоской дифракционной решеткой, двумя сферическими зеркалами и лазерно-плазменным источником излучения при  $\theta = 3^\circ$  и угле детектора  $177^\circ$  (рис. 4), что с точностью  $\sim 0,1^\circ$  соответствует теоретическому углу дифракции. Измеренная  $\eta(-2)$  при больших углах падения плавно уменьшается и составляет  $\sim 30\%$  при  $\theta = 8^\circ$ , что хорошо согласуется с теорией (см. рис. 3). Некоторые различия между расчетами и измерением связаны с неполным учетом в модели разброса профилей границ ВРБ и среднечастотной составляющей случайной шероховатости. Кроме того, из-за диффузности интерфейсов (и меньшей плотности материалов) измеренный для Mo/Be многослойки  $R \sim 60\%$ , т. е. коэффициент отражения уменьшился на  $\sim 17\%$ . Если это учесть, то отличие максимальной расчетной и измеренной  $\eta(-2)$  (средней по апертуре Sv-4-3) составляет всего несколько процентов.

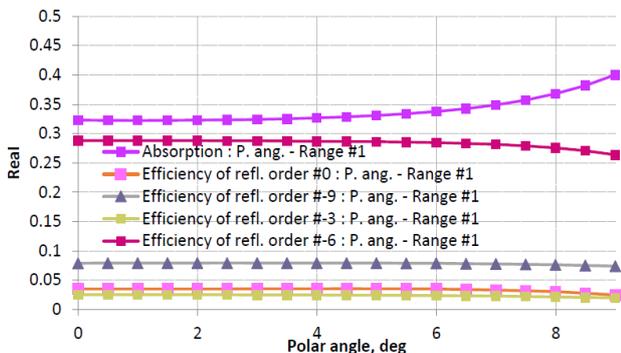


Рис. 3.  $\eta$  и поглощение Mo/Be ВРБ Sv-4-3

на  $\lambda = 11,3$  нм, от  $\theta$

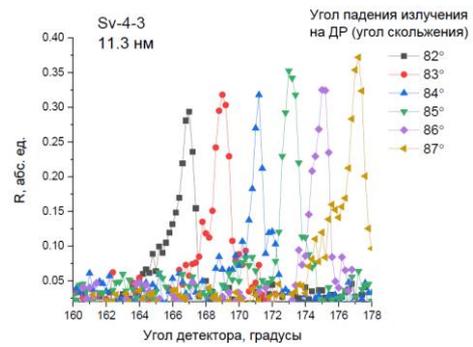


Рис. 4.  $\eta$  и поглощение Mo/Be ВРБ Sv-4-3 на  $\lambda = 11,3$  нм, от  $\theta$

### Заключение

Теоретически и экспериментально исследована дифракционная эффективность Mo/Be решеток с  $d \sim 400$  нм,  $\alpha \approx 1,7^\circ$ , изготовленных методами электронно-лучевой литографии, жидкостного анодированного травления Si и магнетронного напыления. Определена эффективность 40-бислойной Mo/Be ВРБ, предназначенной для нормального падения излучения с  $\lambda \sim 11,3$  нм. Измеренная  $\eta(-2)$  Sv-4-3 достигает  $\sim 38\%$  в неполяризованном ЭУФ при  $\theta = 3^\circ$ . Расчетная  $\eta(-2)$ , полученная с использованием программы PCGrate<sup>TM</sup> и АСМ-измеренных профилей границ, отличается от измеренной на 5–10%, что объясняется неоднородностью штрихов ВРБ по апертуре и дефектами покрытия. Получена относительная эффективность ВРБ  $\sim 63\%$ .

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в плане экспериментальных исследований (№ 075-01438-22-06, FSEE-2022-0018) и Российского научного фонда в плане теоретических исследований (№ 23-29-00216).

### Литература

1. L. Goray, W. Jark, D. Eichert // Journal of Synchrotron Radiation 25(6), 1683–1693 (2018).
2. D. L. Voronov, E. H. Anderson, R. Cambie, P. Gawlitza, L. I. Goray, E. M. Gullikson, F. Salmassi, T. Warwick, V. V. Yashchuk, H. A. Padmore // J. Phys. C. 425, 152006 (2013).
3. D. L. Voronov, E. H. Anderson, R. Cambie, S. Cabrini, S. D. Dhuey, L. I. Goray, E. M. Gullikson, F. Salmassi, T. Warwick, V. V. Yashchuk, H. A. Padmore // Opt. Express. 19, 6320–6325 (2011).
4. L. I. Goray, V. A. Sharov, D. V. Mokhov, T. N. Berzovskaya, K. Yu. Shubina, E. V. Pirogov, A. S. Dashkov, A. D. Bouravlev // Tech. Phys. 68(7), 797–804 (2023).
5. Д. В. Мохов, Т. Н. Березовская, Е. В. Пирогов, К. Ю. Шубина, Н. Д. Прасолов, М. В. Зорина, С. А. Гарахин, Н. И. Чхало, Л. И. Горай, А. Д. Буравлев // Труды XXVIII Симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» (В наст. издании).
6. Д. В. Мохов, Т. Н. Березовская, К. Ю. Шубина, Е. В. Пирогов, А. В. Нашекин, В. А. Шаров, Л. И. Горай // ЖТФ. 2022. Т. 92, вып. 8, 1192–1198.
7. L. I. Goray, G. Schmidt // Gratings: Theory and Numerical Applications, 2<sup>nd</sup> rev. ed. by E. Popov (AMU, 2014), Ch. 12.
8. Л. И. Горай, С. Ю. Садов / Компьютерная программа PCGrate<sup>TM</sup>. URL: www.pcgrate.com.

# Временные зависимости импульсного ЭУФ-излучения, формируемого в лазерно-плазменном источнике излучения

В. Е. Гусева, И. Г. Забродин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В работе представлены экспериментальные данные по измерению временных зависимостей лазерных импульсов и импульсов ЭУФ излучения, формируемого в лазерной плазме различных газов. Для возбуждения рентгеновского излучения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, энергией импульса 0,8 Дж, паспортной длительностью импульса 5,2 нс. Исследованы газы: CO<sub>2</sub>, CHF<sub>3</sub>, Ar, Kr, Xe.

Источники коротковолнового излучения, в частности экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) диапазона, широко применимы в различных областях. Подобные источники излучения находят применение в лабораторной технике для рентгеновской рефлектометрии, диагностики плазмы и других приложений. Лазерно-плазменные источники излучения (ЛПИ) являются наиболее распространенными, однако некоторые аспекты взаимодействия лазерного излучения с веществом остаются недостаточно изученными. Для дальнейшего развития теории необходимо исследовать различные характеристики излучения ЛПИ в ЭУФ- и МР-диапазоне.

В настоящей работе исследовались временные зависимости ЭУФ-импульсов лазерной плазмы различных газов, таких как аргон, криптон, ксенон, углекислота и трифторметан, на длинах волн, соответствующих ионам с различными степенями ионизации. Экспериментально найдены длительность и форма импульсов лазерного и ЭУФ-излучения, а также временная задержка между ними. Сделаны выводы об особенностях возбуждения лазерной плазмы различных газов.

## Экспериментальная установка

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств газоструйных мишеней, работа которой подробно описана в [1]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

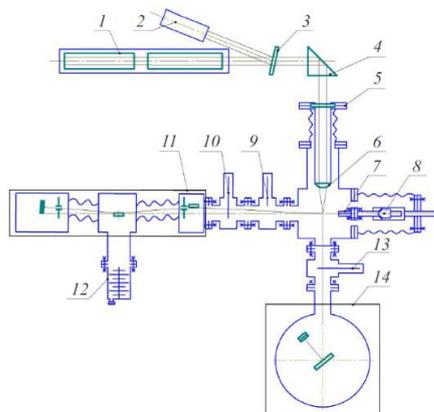


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (1 – лазер, 2 – приемник излучения, 3 – делительная пластинка, 4 – призма, 5 – входное окно, 6 – фокусирующая линза, 7 – сопло, 8 – клапан, 9 – вакуумный затвор, 10 – диафрагма, 11 – РСМ-500, 12 – турбомолекулярный насос, 13 – диафрагма, 14 – измеритель мощности)

Установка работает следующим образом. Излучение лазера 1 (см. рис. 1), проходя делительную пластинку 3, отклоняется призмой 4 и фокусируется на струе газа с помощью линзы 6. Исследуемый газ, проходя через клапан 8, истекает в камеру через сверхзвуковое коническое сопло 7. Воздействие лазерного излучения на струю газа вызывает пробой и образование плазмы, излучающей, в частности, в ЭУФ-диапазоне. Излучение плазмы детектируется с помощью спектрометра РСМ-500 12. Для возбуждения ЭУФ-излучения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, длительностью импульса порядка 8 нс и энергией импульса 0,8 Дж.

Для наблюдения формы сигнала использовался осциллограф, принимающий сигналы одновременно с лазера и спектрометра РСМ-500. Таким образом, были зарегистрированы временные зависимости лазерных импульсов и импульсов в ЭУФ-диапазоне с учетом их взаимного расположения во времени.

## Обсуждение результатов

Была проведена серия экспериментов, в результате которой были получены зависимости лазерного и плазменного импульсов от времени при возбуждении различных газов-мишеней. Форма импульса лазера менялась незначительно в процессе проведения экспериментов. На рис. 2 представлена усредненная временная зависимость импульса лазера и излучения плазмы CO<sub>2</sub>, проходящего через спектрометр в «нулевом порядке».

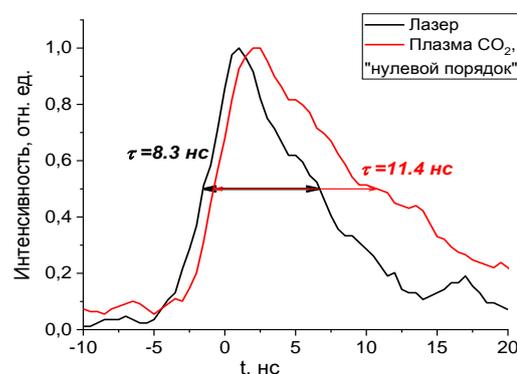


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности излучения лазера и излучения плазмы CO<sub>2</sub> в «нулевом порядке»

Длительность лазерного импульса  $\tau_{\text{лаз}} \approx 8,3$  нс на полувысоте. Второй пик импульса лазера на  $t = 1,7$  нс является артефактом измерений и не связан непосредственно с лазерным импульсом.

«Нулевой порядок» представляет собой полихроматическое излучение плазмы. Длительность излучения плазмы в «нулевом порядке»  $\tau_{\text{изл}} \approx 11,4$  нс,  $\tau_{\text{изл}}/\tau_{\text{лаз}} \approx 137\%$ . Задержка между импульсами лазерного и ЭУФ-излучения в «нулевом порядке»  $\Delta t \approx 1,6$  нс.

В таблице 1 приведены экспериментально полученные значения длительности ЭУФ-импульсов и задержки между импульсами лазерного и плазменного излучения, при возбуждении углекислоты.

Таблица 1. Временные характеристики ЭУФ-импульсов плазмы  $\text{CO}_2$

$\lambda$ , нм	Ион	$\tau_{\text{изл}}$ , нс	$\tau_{\text{изл}}/\tau_{\text{лаз}}$ , %	$\Delta t$ , нс
«Нулевой порядок»		11,4	137	1,6
13,02	O-V	13,8	170	2,4
17,3	O-VI	12,1	157	2,5

Из данных таблицы следует, что длительность импульса плазмы  $\text{CO}_2$  больше длительности возбуждающего лазерного импульса. Наблюдается задержка между импульсами. Длительность импульса плазмы и задержка между лазерным и плазменным импульсами в «нулевом порядке» меньше, чем на детектируемых эмиссионных линиях.

В таблице 2 приведены экспериментально полученные значения длительности ЭУФ-импульсов и задержки между импульсами лазерного и плазменного излучения при возбуждении ксенона.

Таблица 2. Временные характеристики ЭУФ-импульсов плазмы ксенона

$\lambda$ , нм	Ион	$\tau_{\text{изл}}$ , нс	$\tau_{\text{изл}}/\tau_{\text{лаз}}$ , %	$\Delta t$ , нс
«Нулевой порядок»		6,24	73	0,7
11,2	Xe-XI	5,38	66	1,6
13,5	Xe-XI	4,83	57	2

Исходя из данных, представленных в таблице, следует, что длительность импульса плазмы ксенона меньше длительности возбуждающего лазерного импульса. Наблюдается задержка между импульсами. Длительность импульса плазмы в «нулевом порядке» больше, чем на детектируемых эмиссионных линиях. Задержка между лазерным и плазменным импульсами в «нулевом порядке» меньше, чем на детектируемых эмиссионных линиях.

В таблице 3 приведены экспериментально полученные значения длительности ЭУФ-импульсов и задержки между импульсами лазерного и плазменного излучения при возбуждении аргона.

Таблица 3. Временные характеристики ЭУФ-импульсов плазмы аргона

$\lambda$ , нм	Ион	$\tau_{\text{изл}}$ , нс	$\tau_{\text{изл}}/\tau_{\text{лаз}}$ , %	$\Delta t$ , нс
«Нулевой порядок»		11,9	123	1,2
13,9	Ar-VIII	12	145	2,2
16,7	Ar-X	7,2	83	1,55

Исходя из данных, представленных в таблице, следует, что длительность импульса плазмы аргона

может быть как больше, так и меньше длительности возбуждающего лазерного импульса. Наблюдается задержка между импульсами. Задержка между лазерным и плазменным импульсами в «нулевом порядке» меньше, чем на детектируемых эмиссионных линиях.

При исследовании плазмы ксенона и криптона установлено, что длительность ЭУФ-излучения на любых длинах волн меньше длительности импульса лазера. Средняя длительность импульса ЭУФ-излучения плазмы ксенона  $\tau_{\text{изл}} = 5$  нс. Средняя длительность импульса ЭУФ-излучения плазмы криптона  $\tau_{\text{изл}} = 4,9$  нс.

При исследовании плазмы аргона, трифторметана и углекислого газа установлено, что длительность ЭУФ-излучения на большинстве изученных длинах волн больше длительности импульса лазера. Средняя длительность импульса ЭУФ-излучения плазмы аргона  $\tau = 10,3$  нс. Для трифторметана средняя длительность ЭУФ-импульса плазмы составила 11,4 нс, для углекислоты – 11,1 нс.

## Выводы

В результате проделанной работы были получены временные зависимости импульсов лазерного излучения и ЭУФ-излучения при возбуждении газоструйных мишеней различных газов, таких как ксенон, криптон, аргон, углекислота и трифторметан. Установлены длительности излучений и времена задержек между лазерным и плазменным импульсами.

Из полученных зависимостей были сделаны следующие выводы:

1. Длительность ЭУФ импульса плазмы при возбуждении лазерным импульсом может быть как больше длительности возбуждающего импульса лазера, так и меньше для различных газов-мишеней.

2. Процессы излучения в лазерной плазме криптона и ксенона отличаются от тех же в плазме аргона,  $\text{CO}_2$  и  $\text{CHF}_3$ .

3. Не удалось установить зависимость длительностей импульсов ЭУФ-излучения от степени ионизации плазмы.

4. Для достижения повышенных коэффициентов конверсии лазерного излучения в ЭУФ необходимо использовать специально профилированный лазерный импульс.

## Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

## Литература

1. А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало, Н. Н. Салашенко, И. Г. Забродин, И. А. Каськов, А. Е. Пестов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

# Изучение деградации рентгеновских зеркал под воздействием излучения и ионов, формируемых в лазерной плазме

В. Е. Гусева, И. Г. Забродин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В работе представлены экспериментальные данные по измерению коэффициентов отражения рентгеновских зеркал до и после их облучения ионами и ЭУФ-излучением, формируемым в ЛПИ при использовании аргона в качестве мишени. Для возбуждения рентгеновского излучения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, энергией импульса 0,8 Дж, длительностью импульса порядка 8 нс. Общее время облучения образцов составило ~42 часа.

## Введение

В настоящее время коротковолновое излучение широко применяется для различных приложений, таких как рефлектометрия, литография, рентгеновская микроскопия. При работе экстремальным ультрафиолетовым (ЭУФ) и мягким рентгеновским (МР), излучением для возможности манипулирования им используются рентгеновские зеркала. Лазерно-плазменные источники излучения (ЛПИ) являются одними из наиболее распространенных источников ЭУФ- и МР-излучения, потому исследование воздействия лазерной плазмы, формируемой в ЛПИ, на рентгеновские зеркала является интересной задачей как с практической, так и с научной точек зрения. Подобное исследование было проведено в настоящей работе.

При возбуждении газовой мишени аргона излучением Nd:YAG-лазера исследовалось воздействие ЭУФ-излучения и ионов, формирующихся в лазерной плазме, на рентгеновские зеркала, расположенные вблизи области искры под некоторым углом на оси сопла и вдоль оси сопла. В работе исследовались коэффициенты отражения зеркал на длине волны 11,3 нм до и после облучения в течение 42 часов.

## Схема эксперимента

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств газоструйных мишеней, работа которой подробно описана в [1]. Схема установки зеркал относительно сопла приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема эксперимента (1 – область фокусировки лазера, 2 – сопло)

Установка работает следующим образом. Излучение лазера, фокусируется в области 1 на струе газа, истекающей из сопла 2. В области взаимодействия

лазерного излучения со струей газа образуется лазерная плазма. Расстояние между соплом и лазерной искрой составляло 0,5 мм. Эмиссия плазмы представляет собой ионы и ЭУФ-излучение, которые попадают на облучаемые образцы, расположенные перпендикулярно (образец 1) и вдоль оси сопла (образец 2).

Образцы представляют собой рентгеновские зеркала, созданные в ИФМ РАН. Для возбуждения ЭУФ-излучения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, длительностью импульса 8 нс и энергией импульса 0,8 Дж. В качестве газа-мишени использовался аргон. Общее время облучения образцов составило 42 часа, что соответствует  $\sim 1,51 \cdot 10^6$  лазерным импульсам. Во время проведения эксперимента в камере поддерживался вакуум  $\sim 0,4$  Па.

## Обсуждение результатов

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения рентгеновских зеркал от длины волны падающего излучения до облучения.

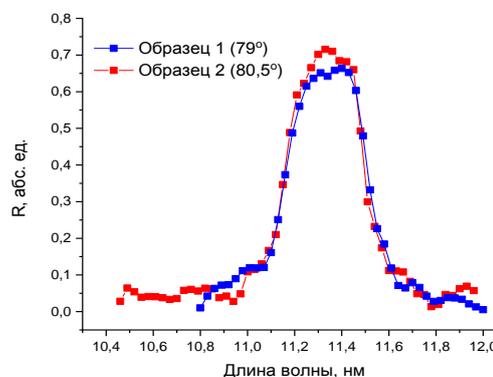
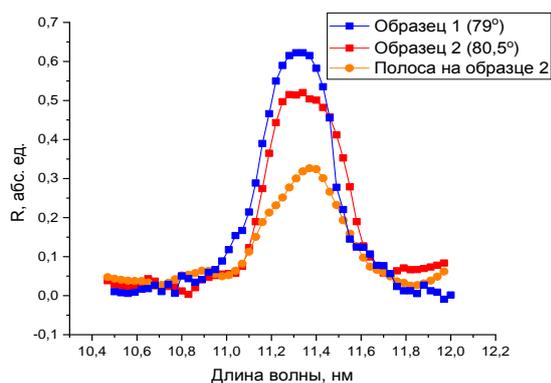


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения рентгеновских зеркал от длины волны падающего излучения до облучения

Коэффициент отражения образца 1 измерялся под углом падения излучения 79°. Коэффициент отражения образца 2 измерялся под углом падения излучения 80,5°. Коэффициенты отражения зеркал до облучения составляют 64% и 71% на длине волны 11,3 нм для образца 1 и образца 2 соответственно.

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента отражения зеркал от длины волны падающего излучения после облучения. Коэффициент отражения образца 1 измерялся под углом падения излучения 79°. Коэффициент отражения образца 2 измерялся под углом падения излучения 80,5°.



**Рис. 3.** Зависимость коэффициентов отражения рентгеновских зеркал от длины волны падающего излучения после облучения

Коэффициент отражения образца 1 после облучения составил 62%. Коэффициент отражения образца 2 после облучения составил 51%. Также на образце 2 образовалась линия (рис. 4), в области которой коэффициент отражения зеркала упал наиболее значительно до ~32%. Линия представляет собой загрязнение зеркала.



**Рис. 4.** Фото образца 2 после облучения

На обоих образцах были обнаружены следы загрязнения углеродом.

Таким образом, зеркало, расположенное под углом на оси сопла, оказалось менее загрязнено. Снижение коэффициента отражения образца 1 вследствие

загрязнений и деградации под воздействием ионов и ЭУФ-излучения, формирующихся в лазерной плазме аргона, составило 2%.

Зеркало, расположенное вдоль оси сопла, оказалось более загрязненным. Коэффициент отражения образца 2 уменьшился после облучения на 20%. Из этого можно сделать вывод, что при образовании лазерной плазмы вблизи сопла на расстоянии 0,5 мм происходит разрушение сопла и разлет его материала в направлении, перпендикулярном оси сопла.

## Выводы

В работе было исследовано воздействие ионов и ЭУФ-излучения, формируемых в лазерной плазме аргона, на рентгеновские зеркала, расположенные напротив и вдоль оси сопла. В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Зеркало, располагаемое под углом на оси сопла, деградирует незначительно. Коэффициент отражения уменьшился на 2%.
2. Зеркало, располагаемое вдоль оси сопла, деградирует более значительно. Коэффициент отражения уменьшился на 20%.
3. На всех зеркалах присутствуют следы загрязнения углеродом.
4. При образовании лазерной искры на расстоянии порядка 0,5 мм до среза сопла происходит разрушение сопла. Разлет материала сопла происходит перпендикулярно оси сопла.

## Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

## Литература

1. А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало, Н. Н. Салашенко, И. Г. Забродин, И. А. Каськов, А. Е. Пестов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

# Многослойные рентгеновские зеркала W/B<sub>4</sub>C для рентгенофлуоресцентной спектromетрии

К. В. Дуров\*, А. А. Ахсаханян, С. А. Гарахин, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*kirill.d@ipmras.ru

В работе исследованы отражательные и структурные характеристики многослойных рентгеновских зеркал W/B<sub>4</sub>C для задач рентгенофлуоресцентного анализа. Определены оптимальные параметры напыления и технология переноса зеркал на вогнутую цилиндрическую поверхность. Также приводится сравнительный анализ спектральных характеристик кристаллов RbAP и зеркал W/B<sub>4</sub>C и обсуждаются варианты повышения эффективности последних.

## Введение

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) нашли широкое применение в самых различных областях науки и техники, таких как физика Солнца, изучение лабораторной плазмы и рентгеновская литография. Они используются в серийных рентгеновских дифрактометрах и спектрометрах для монохроматизации, фокусировки и коллимации рентгеновского излучения [1].

Современные технологические возможности позволяют изготавливать изогнутые МРЗ, тем самым открывая перспективу использования их в задачах рентгеноспектрального флуоресцентного анализа (РСФА). При этом возможность прецизионного подбора периода таких структур может расширить рабочий спектральный диапазон детектируемого излучения и предоставить альтернативу традиционным кристаллам-анализаторам (например, RbAP, межплоскостное расстояние  $d = 13,3 \text{ \AA}$ ), применяемым в схемах РСФА.

Практика показала, что МРЗ W/B<sub>4</sub>C имеют высокие коэффициенты отражения при периодах  $d < 20 \text{ \AA}$ . Как было показано в [2], эта система резко деградировала при уменьшении периода до 11–12  $\text{\AA}$ . Наблюдался рост межслоевой шероховатости при неизменной глубине перемешивания материалов. Тем не менее при  $d > 12 \text{ \AA}$  были стабильно низкие значения ширины интерфейсов и высокая отражательная способность. Поэтому в представленной работе было предложено исследовать МРЗ W/B<sub>4</sub>C для возможной замены кристаллов RbAP в схемах РСФА.

В ходе экспериментов многослойная структура W/B<sub>4</sub>C изготавливалась методом магнетронного напыления при постоянном токе в среде высокочистого (99,998 %) Ag на установке, оснащенной четырьмя магнетронами планарного типа [3]. Слои осаждались на плоские гладкие (среднеквадратичная шероховатость  $\approx 0,2 \text{ нм}$ ) подложки Si и кристаллы слюды.

Измерения отражательных характеристик зеркал на длине волны  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$  проводились на лабораторном дифрактометре PANalytical X'Pert PRO MRD. Структурные параметры (период, толщины индивидуальных слоев, толщины переходных слоев) определялись методом подгонки кривых отражения, полученных на  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$ , с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting» [4].

Рассматривалось несколько вариантов переноса МРЗ W/B<sub>4</sub>C на изогнутую металлическую заготовку с размерами 40×15 мм и радиусом кривизны 200 мм (вместе с зеркалом).

В первом методе с помощью цилиндрического выпуклого пуансона зеркало с подложкой Si (размеры: 44×19 мм) прижималось через клеевой слой к поверхности заготовки. Затем производилась обрезка краев зеркала под размеры заготовки.

Второй метод аналогичен предыдущему, но структура изначально напылялась на тонкий кристалл слюды. Преимущества этого метода связаны с большей гибкостью тонкого (порядка 70 мкм) кристалла слюды в сравнении с подложкой из кристаллического кремния толщиной около 220 мкм.

В третьем методе предварительно на подложку Si напылялся жертвенный слой Cr/Y, для которого существует селективный травитель HCl. Поверх жертвенного слоя наносилось МРЗ W/B<sub>4</sub>C. Далее структура на кремниевой подложке помещалась в селективный травитель. Жертвенный слой растворялся, МРЗ отделялось от подложки. Зеркало вылавливалось на пуансон и по аналогии с предыдущими методами прижималось через клеевой слой к заготовке.

Для проверки фокусирующих свойств готовое цилиндрическое зеркало закреплялось на механический 5D-стол. Вдоль его оптической оси на расстоянии примерно равном радиусу кривизны зеркала устанавливались источник эталонной сферической волны и CCD-камера. После облучения цилиндрического зеркала волна отражалась от него и формировала в плоскости матрицы CCD-камеры изображение в виде полосы. После настройки изображения по фокусу, зная размер пикселя и разрешение CCD-камеры, определялась ширина полосы на изображении, а с помощью линейки радиус кривизны зеркала.

## Результаты

В табл. 1 приведены параметры некоторых синтезированных МРЗ W/B<sub>4</sub>C на плоских Si-подложках: период ( $d$ ), коэффициент отражения в 1-ом брэгговском пике на  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$  при пересчете на  $d = 15 \text{ \AA}$  ( $R$ ), число периодов ( $N$ ), доля W в периоде ( $\beta$ ), толщины интерфейсов на слоях W ( $\sigma_W$ ) и B<sub>4</sub>C ( $\sigma_{B_4C}$ ), давление Ag во время синтеза ( $p$ ). Параметры восстановлены по результатам подгонки кривых отражения (рис. 1).

Таблица 1. Параметры МРЗ W/B<sub>4</sub>C на плоских Si-подложках

$d$ , Å	$R$ , %	$N$	$\beta$	$\sigma_w$ , Å	$\sigma_{B_4C}$ , Å	$p$ , мбар
14,15	20,9	300	0,50	2,7	5,2	$1,1 \cdot 10^{-3}$
12,60	23,9	300	0,54	2,5	5,2	$1,4 \cdot 10^{-3}$
17,10	28,0	300	0,40	2,5	5,2	$1,4 \cdot 10^{-3}$
14,20	30,0	300	0,31	3,1	3,8	$1,4 \cdot 10^{-3}$
13,85	28,0	300	0,34	4,6	2,8	$1,7 \cdot 10^{-3}$
14,93	27,8	400	0,39	3,9	2,9	$1,7 \cdot 10^{-3}$

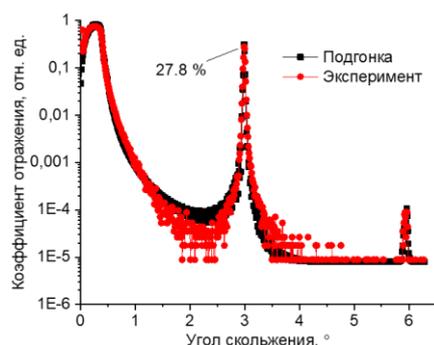


Рис. 1. Пример подгонки кривой отражения структуры W/B<sub>4</sub>C на  $\lambda = 0,154$  нм

Максимально достигнутый в рамках данного технологического процесса коэффициент отражения в первом порядке дифракции составил  $R \approx 30\%$ . При этом оптимальное значение параметра  $\beta \approx (0,3-0,4)$ . Увеличение давления рабочего газа и числа периодов не приводило к существенному увеличению коэффициентов отражения.

После ряда экспериментов было решено перенести МРЗ W/B<sub>4</sub>C на цилиндрическую заготовку первым описанным ранее методом (структура с размерами  $44 \times 19$  мм прижималась вместе с Si-подложкой). В двух других случаях структура претерпевала разрушения. После приклейки края структуры обрезали по размерам заготовки, однако фокусирующие свойства МРЗ до обрезки оказались лучше в 3 раза (рис. 2).

В ходе исследований были получены спектры вблизи линий характеристического излучения (Na K $\alpha$ , Mg K $\alpha$ , Al K $\alpha$ , Si K $\alpha$  и P K $\alpha$ ) от различных тестовых образцов. Как оказалось, спектральные характеристики изготовленных цилиндрических МРЗ в основном уступали кристаллам RbAP. Из-за повышенного фона и большей ширины линий контрастность и предел обнаружения в случае МРЗ были сопоставимы с RbAP, либо хуже.

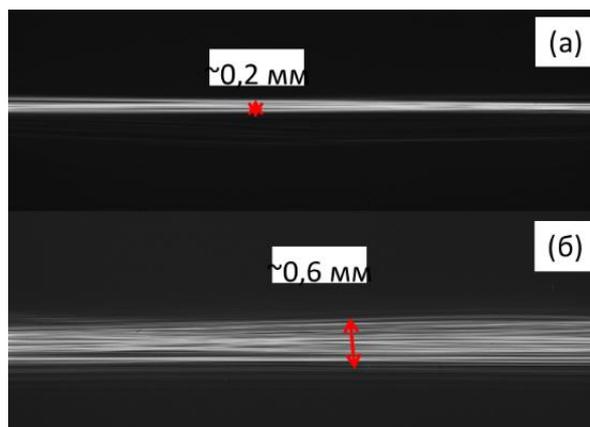


Рис. 2. Изображение полос на ПЗС-матрице CCD-камеры, полученных после отражения от цилиндрического МРЗ до (а) и после (б) обрезания краев структуры

Рассматривались различные варианты улучшения эффективности МРЗ, среди которых следующие: использовать другую пару материалов для зеркала, либо не проводить обрезание краев структуры. Последний вариант кажется более разумным, так как это улучшит фокусирующие свойства и, как следствие, спектральные характеристики МРЗ.

## Выводы

Спектральные характеристики многослойных зеркал W/B<sub>4</sub>C уступали кристаллам RbAP. Несмотря на это, отражательные и структурные свойства многослойных структур оставались на высоком уровне. Поэтому необходимо провести работу по совершенствованию технологии переноса многослойных рентгеновских зеркал на цилиндрическую поверхность.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

## Литература

1. M. Schuster, H. Gobel // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1995. V. 28, № 4A. P. A270.
2. Yu. A. Vainer, A. E. Pestov, K. A. Prokhorov, N. N. Salashchenko, A. A. Fraerman, V. V. Chernov, N. I. Chkhalo // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2006. V. 103, no. 3. P. 346–353.
3. И. Г. Забродин, Б. А. Закалов, И. А. Каськов, Е. Б. Клюенков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салашенко, С. Д. Стариков, Л. А. Суслов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2013. № 7. С. 37–39.
4. M. Svechnikov // *J. Appl. Cryst.* 2020. V. 53. P. 244–252.

# Высокоградиентная асферизация подложек тонкопленочными покрытиями Al/Si

К. В. Дуров\*, Н. И. Чхало, В. Н. Полковников, С. М. Минеев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*kirill.d@ipmras.ru

В настоящей работе в качестве асферизирующей пленки применялось многослойное покрытие Al/Si, которое напылялось на сферическую поверхность подложки из бериллия. Подбором соотношения материалов в периоде производился поиск состояния, при котором напряжения в многослойной структуре минимизировались. Далее с помощью прецизионных фигурных диафрагм между магнетроном и подложкой был сформирован соответствующий профиль покрытия с максимальным перепадом высот  $\approx 1,3$  мкм.

## Введение

В зависимости от задач, которые решает рентгеновское зеркало, форма поверхности подложки может быть произвольной: плоской, сферической, вогнутой, выпуклой. Для минимизации эффектов абберации зеркала оптических схем должны иметь асферическую форму поверхности. В этом случае дешевым и быстрым является нанесение многослойной пленки с заданным распределением толщины по площади подложки непосредственно перед нанесением основного зеркала. Эта пленка не является интерференционной структурой, а наличие не одного сплошного, а многих слоев связано с проблемами развития шероховатости и внутренних напряжений для пленок значительной толщины.

В настоящей работе в качестве асферизирующей пленки применялось многослойное покрытие Al/Si, которое напылялось на сферическую поверхность подложки из бериллия. Подбором соотношения материалов в периоде производился поиск состояния, при котором напряжения в многослойной структуре минимизировались. Далее с помощью прецизионных фигурных диафрагм между магнетроном и подложкой был сформирован соответствующий профиль покрытия с максимальным перепадом высот  $\approx 1,3$  мкм.

## Методика эксперимента

Многослойные покрытия наносились на установке магнетронного напыления, разработанной и собранной в ИФМ РАН. Общая схема установки включает пост откачки, вакуумную камеру с магнетронами и механизмом перемещения подложки, блок электроники, персональный компьютер с установленной программой управления.

Остаточное давление газов в рабочей камере перед процессом изготовления зеркал не хуже  $10^{-4}$  Па. Вакуумная камера представляет собой цилиндрический объем высотой 0,4 м и диаметром 0,4 м. Внутри установлены два круглых планарных магнетрона диаметром 150 мм. Над каждым магнетроном расположены фигурные прецизионные диафрагмы, обеспечивающие равномерное или с заданным распределением нанесение распыляемых материалов на подложку. Выше диафрагм расположен вращающийся экран, во вскрытом гнезде которого крепится подложка, имеющая возможность вращаться как вместе с экраном вокруг оси камеры, так и независимо вокруг своей оси. В качестве рабочей среды используется высоко-

кочистый (99,998%) газ аргон. Рабочее давление газа при технологическом процессе составляет около  $10^{-1}$  Па.

В общем случае процесс синтеза многослойной структуры из двух материалов заключается в последовательном осаждении веществ на подложку. Подложка вращается вокруг оси вакуумной камеры и проходит над секторами с работающими магнетронами. Изменение или контроль толщин осаждаемых слоев осуществляется выбором скорости прохода над конкретным магнетроном или подводимой к нему электрической мощностью. Для периодических структур эти величины фиксируются на все время технологического процесса. Характерные значения скорости роста пленок составляют порядка 0,1–1 нм/с.

Цикл работ по созданию многослойного покрытия включает процедуру обеспечения необходимого распределения по площади подложки толщины слоев напыляемых материалов. Это распределение достигается с помощью фигурных прецизионных диафрагм. Изменяя форму этих диафрагм, мы управляем распределением потока вещества, приходящего на подложку.

Процедура создания заданного распределения толщины материалов носит итерационный характер. На первом этапе происходит напыление структуры на кремниевые сверхгладкие пластины, закрепленные на металлической поверхности с радиусом кривизны, равным таковому у «рабочей» подложки. После напыления проводятся измерения методом малоугловой рентгеновской дифракции на дифрактометре Philips X'Pert PRO (Philips Analytical, Нидерланды). Измерения и последующая обработка результатов малоугловой рентгеновской дифракции с помощью программы «Multifitting» позволяет определить большинство параметров МЗ (период, индивидуальные толщины материалов в периоде, шероховатость и др.). Полученное реальное распределение толщин по площади подложки сравнивается с расчетным. При необходимости проводится коррекция формы прецизионных диафрагм и повторное напыление с последующими измерениями. Финальный этап связан с напылением «рабочей» структуры на «рабочую» подложку.

Зачастую для минимизации эффектов абберации зеркала оптических схем должны иметь форму асферических фигур вращения. Изготовление подложки соответствующей формы возможно методом вакуумного тонкопленочного напыления на сферическую поверхность многослойной пленки с заданным рас-

пределением толщины по площади подложки непосредственно перед нанесением основного зеркала. Эта пленка не является интерференционной структурой. Наличие не одного сплошного, а многих слоев связано с проблемами развития поверхностной шероховатости и внутренних напряжений для сплошных пленок значительной толщины. Методика осаждения асферизирующего многослойного покрытия, включая соблюдение точности распределения его толщины, полностью аналогична вышеописанной процедуре синтеза многослойных покрытий.

Таким методом формировались асферические покрытия солнечных телескопов орбитальных обсерваторий СПИРИТ и ТЕСИС. Следует отметить, что размах высот пленочной асферизации в этих случаях не превышал 0,13 мкм.

Очень важно, чтобы асферизирующее покрытие имело минимальное значение величины внутренних напряжений. Эти напряжения способны приводить к упругим деформациям и уходу формы поверхности подложки от расчетной на сотни нанометров, что, конечно, недопустимо для оптики дифракционного качества.

В наших экспериментах внутренние напряжения определялись с помощью интерферометра Verifire™ 4.

## Результаты

Прежде чем переходить к процедуре создания профиля асферизации, необходимо определить оптимальные с точки зрения внутренних напряжений параметры структуры. Точнее – соотношение материалов в периоде. Для этого был синтезирован ряд структур Al/Si с числом периодов 40. В таблице 1 приведены результаты экспериментов. Здесь  $d$  – период структуры,  $\beta = d(\text{Si})/d$  – доля слоя кремния в периоде, stress – внутренние напряжения в пленке,  $\sigma_{\text{eff}}$  – поверхностная шероховатость.

Таблица 1. Характеристики многослойных структур Al/Si

$d$ , нм	$\beta(\text{Si})$	Stress, МПа	$\sigma_{\text{eff}}$ , нм
10,54	0,68	-417	0,84
10,06	0,5	-322	0,83
9,33	0,42	-174	0,82
8,74	0,3	-84	0,81
8,7	0,2	-39	–
8,96	0,15	-67	–

На рис. 1 графически изображена зависимость внутренних напряжений от величины  $\beta$ .

Важно отметить, что в случае заметного увеличения числа периодов (для достижения заданной величины асферизирующего покрытия) происходит замет-

ный рост поверхностной шероховатости. В частности, для структуры с  $\beta = 0,3$  и числом периодов 300  $\sigma_{\text{eff}} = 1,5$  нм. При этом межслоевая шероховатость остается на уровне 0,9 нм.

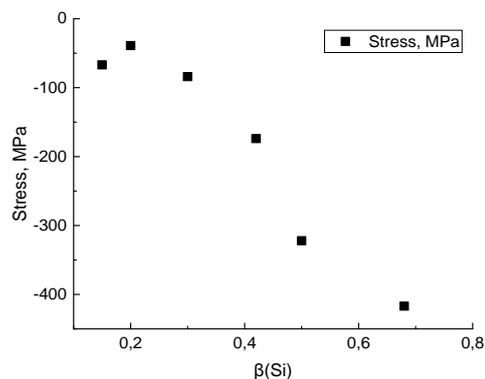


Рис. 1. Зависимость внутренних напряжений в многослойных пленках Al/Si от величины  $\beta$

Из приведенных зависимостей следует, что минимальным значением внутренних напряжений обладает структура с величиной  $\beta = 0,2$ . Этот состав был выбран для работ по созданию асферизирующего покрытия.

Поскольку синтез полноценной пленки с максимальной толщиной порядка 1,3 мкм занимает до двух рабочих дней, выведение профиля асферизирующего покрытия проводилось со структурами значительно меньшей толщины (с числом периодов 30). Для сравнения получаемых значений распределения толщин пленки с заданным профилем они (толщины покрытия и заданный профиль) нормировались на единицу и сравнивались на одном графике. Пример такого сравнения приведен на рис. 2.

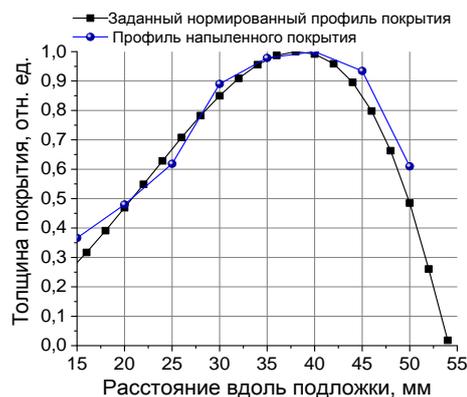


Рис. 2. Пример сравнения толщины асферизирующего покрытия и заданного профиля

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

# Многослойные структуры на основе Ni для зеркал гебелевского типа

К. В. Дуров\*, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, А. А. Ахсахалян, И. В. Малышев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*kirill.d@ipmras.ru

В работе исследованы отражательные и структурные характеристики многослойной структуры  $Ni_{80}Mo_{20}/Si$ , перспективной для изготовления зеркал Гебеля. Определены оптимальные параметры напыления для достижения лучшей отражательной способности зеркал.

## Введение

Важный шаг в области создания элементов для фокусировки или коллимации рентгеновских пучков для линейных источников был сделан, когда Göbel [1] предложил и экспериментально реализовал системы формирования на основе градиентных многослойных структур, нанесенных на поверхности эллиптического и параболического цилиндров. Период структуры изменялся вдоль направляющей цилиндра так, чтобы в каждой точке поверхности выполнялось условие Брэгга  $2d\sin(\theta) = \lambda$ . Наиболее широко такие зеркала стали использоваться для коллимации и фокусировки жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda \approx 0,1-0,2$  нм) от линейных анодов рентгеновских трубок. Применение таких зеркал позволило увеличить эффективность отбора излучения рентгеновской трубки в 10–30 раз. В настоящее время такими зеркалами оснащаются практически все дифрактометры.

Широко используемой парой материалов для зеркал Гебеля является W/Si. Однако в таких структурах наблюдалось квазибрэгговское рассеяние линии Cu K $\beta$  с  $\lambda = 0,139$  нм, предсказанное теоретически в работе [2] и наблюдавшееся ранее экспериментально [3]. Такое явление может привести к некорректной идентификации пиков на дифрактограммах. Поэтому встает закономерный вопрос о подавлении паразитной линии. Имеет смысл введение Ni-фильтра, сильно подавляющего линию Cu K $\beta$  и находящуюся сразу за K-краем поглощения Ni. Однако вместе с подавлением паразитного излучения фильтр будет приводить к падению интенсивности полезного сигнала. Поэтому вместо введения фильтров стоит рассмотреть вариант замены пары материалов W/Si.

Перспективными для таких задач выглядят зеркала на основе Ni, отражательные характеристики которых представлены на рис. 1. Значения коэффициентов отражения от идеальных (отсутствие интерфейсов) структур составляют от  $\approx 86$  до  $\approx 96\%$ . На практике же химическое взаимодействие материалов, диффузия и межслоевые шероховатости могут привести к существенному снижению отражательной способности многослойного зеркала. В представленной работе для исследования отражательных и структурных характеристик была выбрана структура  $Ni_{80}Mo_{20}/Si$ . В отличие от чистого Ni его сплав с молибденом не является магнитным и не искажает магнитного поля магнетронов.

В ходе экспериментов многослойная структура  $Ni_{80}Mo_{20}/Si$  изготавливалась методом магнетронного напыления при постоянном токе в среде высокочис-

того (99,998%) Ar на установке, оснащенной двумя магнетронами. В процессе напыления подложодержатель совершал возвратно-поступательное движение над магнетронами. Слои осаждались на плоские гладкие (среднеквадратичная шероховатость  $\approx 0,2$  нм) подложки Si размером  $25 \times 25$  мм.

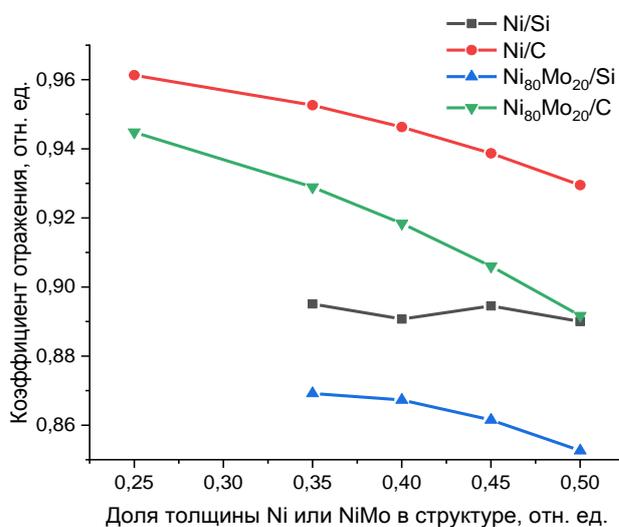


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения Ni-содержащих зеркал от толщины Ni в первом порядке дифракции на  $\lambda = 0,154$  нм

Измерения отражательных характеристик зеркал на длине волны  $\lambda = 0,154$  нм проводились на лабораторном дифрактометре PANalytical X'Pert PRO MRD. Структурные параметры (период, толщины индивидуальных слоев, толщины переходных слоев) определялись методом подгонки кривых отражения, полученных на  $\lambda = 0,154$  нм, с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting» [4].

## Результаты

По результатам подгонки кривых отражения (см. рис. 1) в табл. 1 занесены параметры синтезированных зеркал  $Ni_{80}Mo_{20}/Si$ : период ( $d$ ), коэффициент отражения в 1-м брэгговском пике на  $\lambda = 0,154$  нм ( $R$ ), число периодов ( $N$ ), доля  $Ni_{80}Mo_{20}$  в периоде ( $\beta$ ).

В ходе экспериментов сохранялись неизменными значения толщины и числа периодов на одном уровне. При этом изменялось соотношение толщин материалов в периоде. Значения толщин интерфейсов на слоях Si и  $Ni_{80}Mo_{20}$  находились на уровне  $\approx 4$  Å и  $\approx 10$  Å соответственно.

Таблица 1. Параметры синтезированных зеркал  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}/\text{Si}$

$d, \text{Å}$	$\beta$	$R, \%$	$N$
41,25	0,589	31,4	60
42,20	0,484	58,4	60
43,60	0,433	61,5	60
41,28	0,421	61,2	60
43,33	0,371	64,2	60
40,93	0,366	60,1	60
42,86	0,329	63,3	60
42,68	0,268	61,5	60

С учетом параметров зеркал в табл. 1 и толщин интерфейсов значения коэффициентов отражения в первом порядке дифракции были подогнаны под один период  $d = 41,50 \text{ Å}$ . Таким образом определено оптимальное с точки зрения максимизации коэффициента отражения соотношение толщин материалов в периоде  $\beta \approx (0,38-0,40)$  (рис. 2).

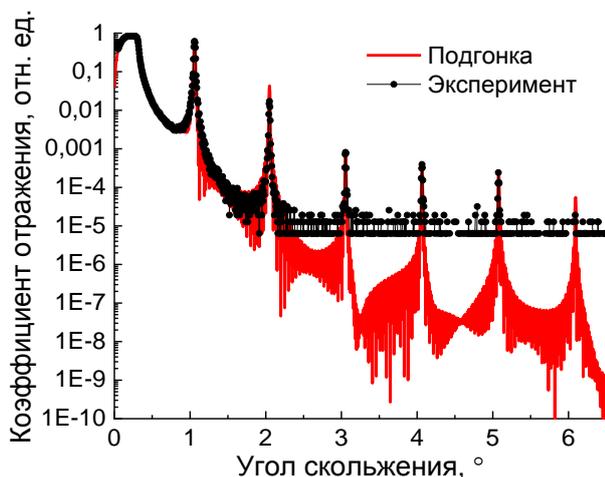


Рис. 2. Пример подгонки кривой отражения многослойной структуры  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}/\text{Si}$  на  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$

Для определения оптимального числа периодов в многослойной структуре в программе «Multifitting» производилось моделирование параметров отражения от идеального (отсутствие интерфейсов) МРЗ (рис. 3). При числе периодов  $N \geq 100$  коэффициент отражения в первом порядке дифракции сохраняется на уровне 85,4%. Таким образом ста периодов будет достаточно для достижения наилучшей отражательной способности (рис. 4). Коэффициент отражения после подгонки под  $d = 41,50 \text{ Å}$  и с учетом интерфейсов и  $\beta \approx (0,38-0,40)$   $R \geq 70\%$ .

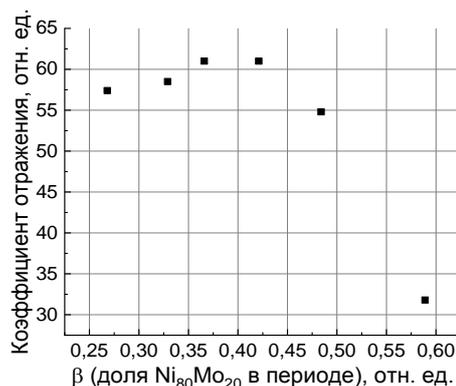


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения в первом порядке дифракции зеркал  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}/\text{Si}$  в зависимости от доли  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}$  при  $d = 41,50 \text{ Å}$

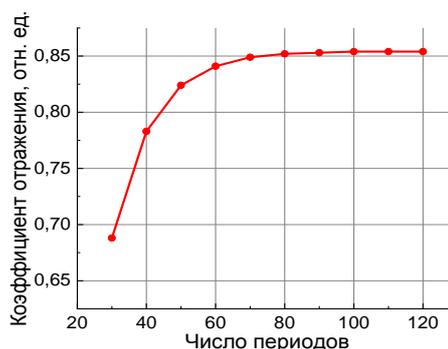


Рис. 4. Расчетная зависимость коэффициента отражения в первом порядке дифракции от числа периодов МРЗ  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}/\text{Si}$  на  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$

## Выводы

Высокая отражательная способность многослойных рентгеновских зеркал  $\text{Ni}_{80}\text{Mo}_{20}/\text{Si}$  указывает на перспективность использования данной пары материалов при изготовлении зеркал гебелевского типа.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

## Литература

- Gobel H. // Abstracts ACA Annual Meeting. Pittsburg. August 9-14. 1992. V. 20. P. 34.
- A. V. Andreev, A. G. Michette and A. Renwick // J. Modern. 1988. Opt. 35, 1667.
- Н. В. Коваленко, С. В. Мыгниченко, В. А. Чернов // ЖЭТФ. 2003. 124, вып. 6(12), 1345.
- M. Svechnikov // J. Appl. Cryst. 2020. V. 53. P. 244-252.

# Формирование наноразмерных радиационных потоков волноводно-резонансными рентгеновскими устройствами

Е. В. Егоров<sup>1,2,3</sup>, В. К. Егоров<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Акад. Осипяна, 6, Черноголовка, Московская обл., 142432

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл.

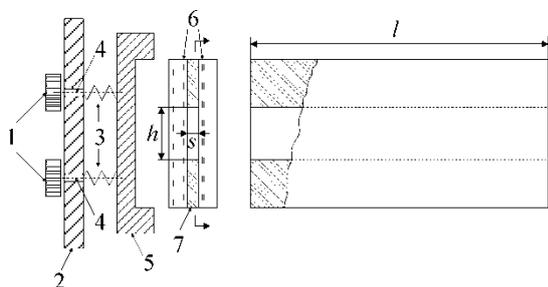
<sup>3</sup>Финансовый университет при правительстве РФ, Ленинградский пр., 52, Москва

\*egorov-iptm@mail.ru

Выполнен ряд экспериментальных и модельных исследований особенностей формирования наноразмерных потоков рентгеновского квазимонохроматического излучения устройствами, функционирующими в рамках явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков. Найдены подходы, позволившие повысить интегральную интенсивность плоских рентгеновских волноводно-резонаторов простейшей конструкции и уменьшить угловую расходимость формируемых ими рентгеновских пучков без изменения параметров лабораторных источников излучения. Показано, что составной плоский рентгеновский волноводно-резонатор, составленный из двух волноводно-резонаторов простейшей конструкции, расположенных друг за другом и взаимно съюстированных в геометрии параллельности их щелевых зазоров, позволяет уменьшить угловую расходимость формируемого потока при сохранении его интегральной интенсивности, при этом существенно ухудшая степень его монохроматичности. Разработана феноменологическая модель наблюдаемого эффекта. Показано, что в скрещенной геометрии, когда щелевые зазоры плоских рентгеновских волноводно-резонаторов развернуты относительно друг друга на  $90^\circ$ , удается сформировать точечный наноразмерный рентгеновский пучок с интегральной плотностью, приемлемой для рентгеновской литографии.

## Введение

Настоятельная необходимость разработки практической эффективной технологии формирования рентгеновских пучков наноразмерного сечения привела к открытию явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков [1] и разработке базового устройства рентгеновской нанофотоники – плоского рентгеновского волноводно-резонатора (ПРВР) [2]. Его схема представлена на рис. 1. Сердцем этого устройства является два кварцевых плоских полированных рефлектора, расположенных на расстоянии, не превышающем половины длины когерентности излучения, которое предполагается им транспортировать. Устройство захватывает рентгеновский радиационный поток в угловом интервале, не превышающем удвоенное значение критического угла полного внешнего отражения для материала рефлекторов, транспортирует его своим плоским протяженным щелевым зазором почти без ослабления и формирует на выходе пучок нитевидной формы, повышенной радиационной плотности с угловой расходимостью, соответствующей углу захвата излучения.



**Рис. 1.** Схема устройства держателя ПРВР, представляющего собой плоский протяженный щелевой зазор наноразмерной ширины: 1 – юстировочные головки, 2 – установочная плита, 3 – пружины, 4 – юстировочные винты, 5 – держатель волновода, 6 – кварцевые рефлекторы, 7 – Ti-пленки

Поскольку длина когерентности ( $L = \lambda_0^2/\Delta\lambda$ ) для характеристических рентгеновских излучений, генерируемых лабораторными источниками, соответствует наноразмерному диапазону [3], ширина нитевид-

ного потока, формируемого на выходе ПРВР, характеризуется наноразмерным значением. Например, длина когерентности излучения  $\text{CuK}\alpha$  составляет 405 нм. При формировании потока этого излучения ПРВР его ширина будет менее 202 нм.

## Результаты

Рентгеновские потоки, формируемые волноводно-резонансными устройствами простейшей конструкции, характеризуются двумя очевидными недостатками. Интегральная интенсивность формируемого ПРВР потока почти на два порядка уступает по этому параметру щелевым формирователям, используемым для рентгеновской дифрактометрии. Кроме того, формируемый им поток является расходящимся с угловой расходимостью  $0,07 \div 0,15^\circ$ . Проблема повышения интегральной интенсивности при сохранении других параметров формируемого потока, как оказалось, легко решается путем использования углового концентратора излучения, устанавливаемого на входе ПРВР. Экспериментальные исследования и модельные расчеты показали, что такая модификация позволяет практически полностью компенсировать имеющую место недостаточную интегральную интенсивность [4].

Поиски решения второй проблемы оказались менее очевидными. Удалось разработать две конструкции ПРВР, применение которых позволяло сохранять интегральную интенсивность формируемого потока в сравнении с волноводно-резонаторами простейших конструкций. Исследования показали, что ПРВР, составленный из рефлекторов разной длины, формирует рентгеновские потоки с вдвое уменьшенной угловой расходимостью. Однако за это уменьшение пришлось заплатить изменением пространственного распределения интенсивности от гауссовой формы к полуэллиптической [4].

В качестве второй конструкции, позволяющей снижать угловую расходимость формируемого потока при сохранении его интегральной интенсивности был разработан составной плоский рентгеновский

волновод-резонатор (СПРВР), состоящий из двух волноводов-резонаторов простейшей конструкции, расположенных друг за другом и взаимно сдвинутированных в геометрии параллельности их щелевых зазоров. На рис. 2 показана схема формирования рентгеновского потока этим устройством. Оказалось, что формируемый поток сохраняет исходную интегральную интенсивность и характеризуется уменьшенной угловой расходимостью в сравнении с углом захвата радиации, когда расстояние между последовательными установленными ПРВР меньше значения выпячивания интерференционного поля стоячей рентгеновской волны ( $\Delta w < P = \lambda_0^3/8\Delta\lambda^2$ ). Более того, оказалось, что варьирование расстояния между ПРВР позволяет изменять угол расходимости формируемого потока. Но имеется еще ряд параметров, ограничивающих указанное влияние. Однако самой большой неожиданностью явился факт, что снижение угловой расходимости на выходе СПРВР сопровождается увеличением величины  $\Delta\lambda$ , и соответственно уменьшением длины когерентности формируемого потока [4]. Феноменологическая модель эффекта показала, что наблюдается пропорциональность между ухудшением монохроматичности  $\delta\lambda$  и изменением расходимости потока  $\Delta\varphi$ , ( $\delta\lambda = \varphi\lambda_0\Delta\varphi$ ), где  $\varphi$  является углом захвата радиации. Более того, оценки показали, что разработка конструкции, позволяющей формировать нитевидные наноразмерные потоки с нулевой расходимостью приведет к уменьшению монохроматичности более чем на порядок [4]. Были выполнены работы по формированию точечных потоков наноразмерного сечения. Оказалось, что точечные наноразмерные пучки рентгеновского излучения с приемлемой интегральной интенсивностью могут быть сформированы составным ПРВР с использованием «скрещенной» геометрии расположения простейших ПРВР, сдвинутированных в положении их щелевых зазоров, развернутых относительно друг друга на  $90^\circ$ , как это показано на рис. 3.

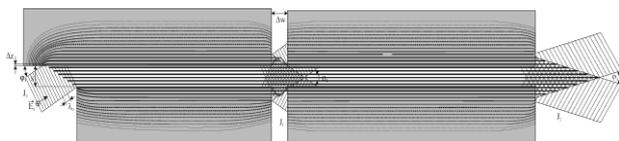


Рис. 2. Схема формирования потока на выходе составного волновода-резонатора. Расстояние  $\Delta w < P = \lambda_0^3/8\Delta\lambda^2$

В выполненных пионерских исследованиях были использованы ПРВР длиной 100 мм с шириной щелевого зазора 100 нм, причем второй ПРВР был оснащен входным угловым концентратором длиной 30 мм. Высота щелевых зазоров в обоих ПРВР составляла 10 мм. В качестве источника излучения использовалась трубка БСВ-22 (Мо) в режиме  $U = 25$  кэВ,

$I = 10$  мА. На выходе скрещенного СПРВР был получен рентгеновский пучок с сечением  $100 \times 100$  нм с интегральной интенсивностью  $10^5$  квант/с, что обеспечило радиационную плотность  $1,7 \cdot 10^{15}$  квант/см<sup>2</sup>·с. При поглощении в материале резиста такой пучок вызовет энергетическое выделение, достаточное для применения в рентгеновской литографии [5]. Разработанное устройство может быть использовано с любым характеристическим рентгеновским излучением. Более того, использование специальных методов для полировки поверхности рефлекторов, составляющих ПРВР дает возможность формировать точечные рентгеновские пучки с сечением  $1 \times 1$  нм с соответствующим увеличением радиационной плотности потока и энергетического выделения в резисте.

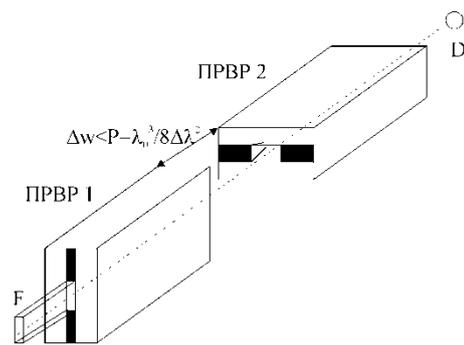


Рис. 3. Схема взаимного расположения ПРВР в структуре составного ПРВР, сформированного в скрещенной геометрии. Первый ПРВР имеет простейшую конструкцию, второй модифицирован с использованием входного углового концентратора.

## Выводы

Кратко представлены возможности разработки волноводно-резонансных устройств.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № 075-00296-24-00.

## Литература

1. E. V. Egorov and V. K. Egorov // Electromagnetic propagation and waveguides in photonics and microwave engineering / Ed. P. Streglich. Chapter 9. London : IntechOpen, 2020. P. 145–166.
2. В. К. Егоров, Е. В. Егоров // Поверхность (рент., синх., нейтр. исследования). 2013. № 10. С. 8–18.
3. М. А. Блохин и И. Т. Швейцер. Рентгеноспектральный справочник. М. : Наука, 1982. 375 с.
4. В. К. Егоров и Е. В. Егоров // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124, № 6. С. 808–820.
5. К. А. Валиев. Физика субмикронной литографии. М. : Наука, 1990. 528 с.

# Связь энергии активации диффузии и энтальпии образования соединений с величиной межслоевой шероховатости многослойных структур

Н. В. Загайнов\*, Р. А. Шапошников, К. В. Дуров, В. Н. Полковников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*kolazagaunow41@gmail.com

На примере многослойных структур Mo/Be в работе изучается вопрос о связи энергии активации диффузии и энтальпии образования соединений на величину межслоевой шероховатости многослойных структур.

## Введение

В работе [1] рассматривается влияние энтальпии образования веществ на толщину перемешанных зон на границах слоев в многослойных структурах. Предлагается изменить структуру многослойного зеркала Mo/Si для работы на длине волны 13,5 нм на структуру Mo/RbSi для увеличения энтальпии образования соединений  $Mo_3Si$ ,  $Mo_5Si_3$ ,  $MoSi_2$  образующих перемешанные зоны. В связи с уменьшением толщины буферных зон, теоретически ожидается увеличение коэффициента отражения. В работе утверждается, что толщина перемешанных зон определяется отрицательным изменением свободной энергии:  $\Delta G_r = \Delta H_r - T\Delta S_r$ . Влиянием кинетики и энтропии ( $T\Delta S_r$ ) в изменении свободной энергии пренебрегают по сравнению с энтальпией образования веществ. Следовательно, исходя из энтальпии образования веществ можно предсказать толщину перемешанных слоев на границе.

В нашей работе произведен анализ зависимости толщины межслоевой зоны от энтальпии образования веществ на примере многослойной структуры Mo/Be. Поскольку эти структуры хорошо изучены [2, 3], нам заведомо известны ширины переходных областей, а также химические соединения, образующиеся на границах раздела. То есть можно попытаться в соответствии с подходом, предложенным в [1], спрогнозировать ширины переходных областей в Mo/Be, а затем сравнить предсказанные значения с известными.

Основываясь на исследовании границ в системе Mo/Be методом РФЭС [3], можно сделать вывод о химическом составе и толщине перемешанных зон. При напылении Be-на-Mo образуется  $MoBe_{12}$  с толщиной переходного слоя 0,4 нм, при напылении Mo-на-Be образуется  $MoBe_2$  с толщиной слоя 0,7 нм. В таблице 1 приведены энтальпии образования веществ.

Таблица 1. Энтальпии образования веществ  $MoBe_2$  и  $Mo/Be_{12}$

Вещество	$\Delta fH^0$ , кДж/моль
$MoBe_2$	-40,584
$MoBe_{12}$	-106,692

Энтальпия образования не зависит от порядка напыления веществ на структуру, следовательно, мы должны были бы ожидать образование  $MoBe_{12}$  в обоих случаях, с примерно равной толщиной перемешанных слоев. Также мы должны были бы ожидать пропорциональность отношения толщин перемешанных слоев с отношением энтальпий образования соответствующих веществ. Однако результаты исследований противоречат теоретическим предположениям.

## Выводы

Толщина перемешанного слоя в многослойных структурах (на примере системы  $MoBe_2$ ) не зависит напрямую от энтальпии образования веществ, следовательно, можно сделать вывод о неприменимости данного приближения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20108.

## Литература

1. M. Saedia, C. Sfiligoja, J. Verhoevena, J.W.M. Frenken // Applied Surface Science. 2020. V. 507. P. 25–70.
2. M. V. Svechnikov, et al. // Optics Express. 2018. Vol. 26, no. 26. P. 33718–33731.
3. Sergey A. Kasatkov, et al. // J. Phys. Chem. C. 2019. 123. P. 25747–25755.

# Исследование влияния ионной обработки ситалла на шероховатость поверхности

М. В. Зорина\*, М. С. Михайленко, А. К. Чернышев, А. Е. Пестов, И. В. Малышев, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*mzor@ipmras.ru

В работе рассматривается возможность проведения коррекции ошибок формы пучками ускоренных ионов аргона. Проведено изучение угловых и энергетических зависимостей шероховатости поверхности, а также поведение шероховатости поверхности при травлении на глубину 5 мкм. Полученные зависимости показали, что без существенного изменения исходной шероховатости возможно проводить коррекцию формы для оптических элементов с числовой апертурой  $NA < 0,34$ .

## Введение

Ситаллы (стеклокристаллический материал) – неорганический материал, получаемый направленной кристаллизацией различных стекол при их термической обработке. Ситаллы обладают высокой прочностью, твердостью, износостойкостью, малым термическим расширением, химической и термической устойчивостью, газо- и влагонепроницаемостью, благодаря чему могут рассматриваться как потенциальный материал для подложки оптических элементов телескопов космического базирования. В работе рассматривается возможность ионной обработки ситалла с целью разработки методики ионной полировки и формообразования оптических элементов дифракционного качества для схем, где возможен неоднородный нагрев среды.

В качестве экспериментальных образцов использовались диски двухсторонней полировки размером  $\varnothing 30 \times 5$  мм с исходной эффективной шероховатостью 1–1,2 нм в диапазоне пространственных частот  $4,9 \cdot 10^2 - 6,3 \cdot 10^1$  мкм<sup>-1</sup>. Шероховатость измерялась с помощью атомно-силового микроскопа NTegra. Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в работе [1] с помощью технологического источника ускоренных ионов КЛАН 104М (типа Кауфмана с полым катодом, плоской ИОС и апертурой  $\varnothing 100$  мм), производства НТК «Платар». В качестве рабочего газа использовался инертный газ Ar (аргон). Плотность тока во всех экспериментах составляла  $0,5$  мА/см<sup>2</sup>.

Изучение скорости травления и его влияние на шероховатость поверхности проводилось следующим образом:

1. Определялось оптимальное с точки зрения максимальной скорости травления и минимальной шероховатости поверхности значение энергии ионов аргона при нормальном падении. Травление производилось в диапазоне энергий от 200 до 1500 эВ. Для достоверности результатов съем в каждом эксперименте составил не менее 1 мкм.

2. Исходя из результатов измерений скорости травления и шероховатости для изучения эволюции поверхности по глубине выбиралась оптимальная энергия ионов.

3. При оптимальной энергии изучалась угловая зависимость скорости травления и шероховатость поверхности.

## Результаты

На рис. 1 приведена зависимость скорости травления ситалла от энергии ионов аргона при нормальном падении на поверхность. Зависимость имеет типовой вид для данного диапазона энергий. На рис. 2 видно, что высокочастотная шероховатость поверхности ухудшается при всех значениях энергии ионов.

Интегральное значение шероховатости в диапазоне энергий 200–1500 эВ не изменяется. При больших значениях энергии происходит развитие шероховатости поверхности (рис. 2).

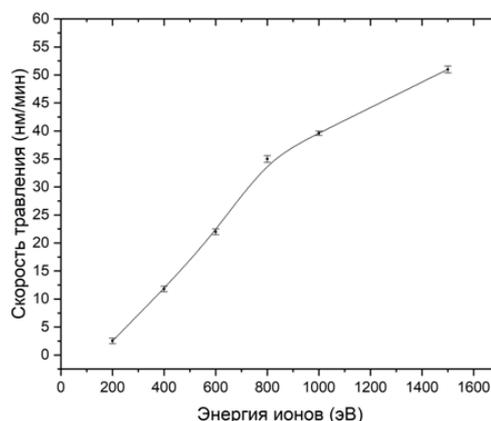


Рис. 1. Зависимость скорости травления ситалла от энергии ионов аргона. Нормальное падение ионов на поверхность

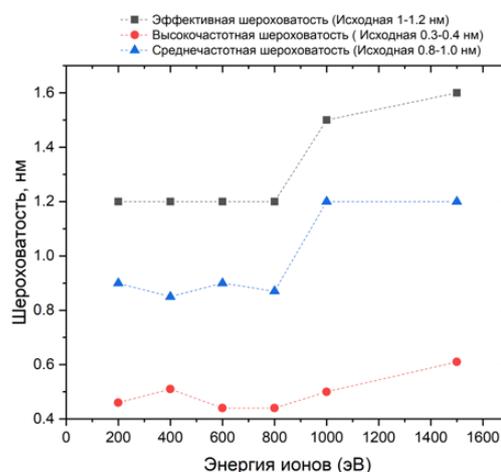


Рис. 2. Зависимость шероховатости поверхности ситалла от энергии ионов аргона. Нормальное падение ионов на поверхность

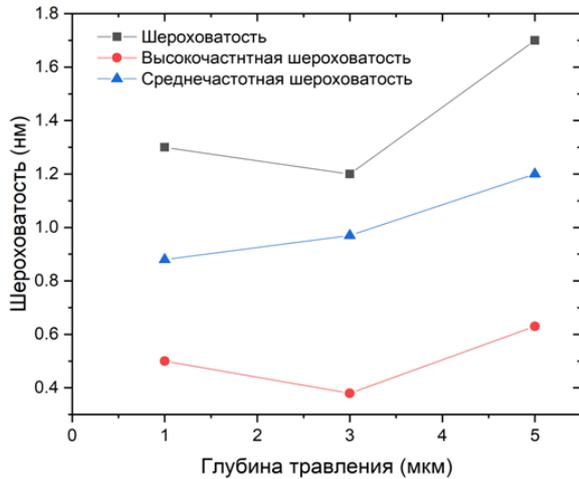


Рис. 3. Зависимость шероховатости от глубины травления

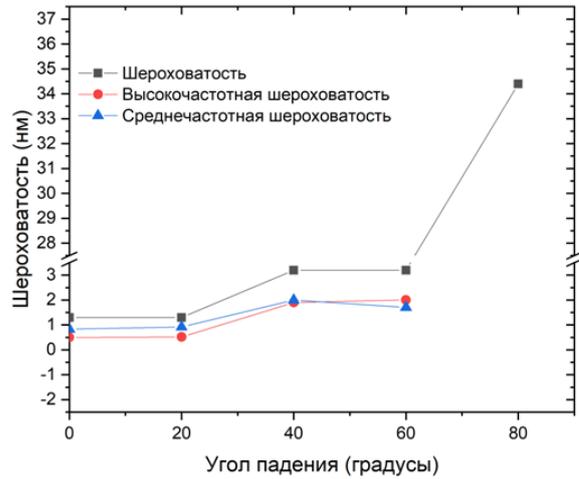


Рис. 5. Зависимость скорости травления ситалла от угла падения ускоренных ионов аргона с энергией 800 эВ

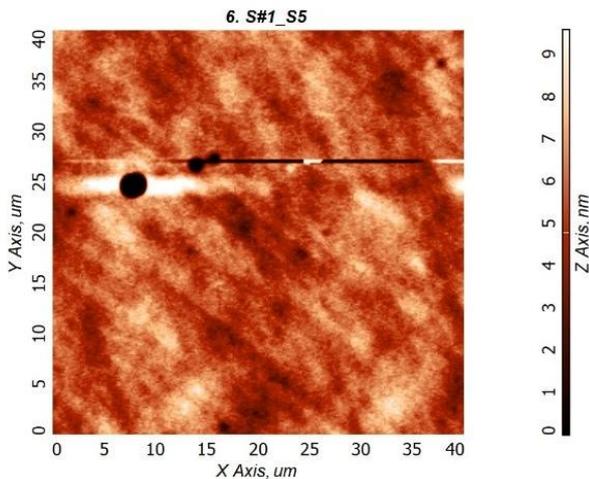


Рис. 4. АСМ-кадр 40×40 мкм растравленной поверхности ситалла. Глубина травления 5 мкм

Травление в глубину показало (рис. 3), что при величине съема 3 мкм, наблюдалось незначительное сглаживание эффективной шероховатости из-за уменьшения высоты неоднородностей в области высоких пространственных частот. В то же время ухудшение шероховатости в области средних пространственных частот связано с появлением дырок на поверхности (рис. 4).

Более того, с увеличением глубины травления количество «дырок» только увеличилось, что свидетельствует о неоднородной стехиометрии материала (рис. 5, 6).

### Выводы

Проведенное исследование показало, что ионное травление образцов из ситалла СО 115 ионами аргона под нормалью практически не влияет на шероховатость поверхности в диапазоне энергий 200–800 эВ. В то же время при повышении энергии скорость травления вырастает в 1,5 раза, однако шерохова-

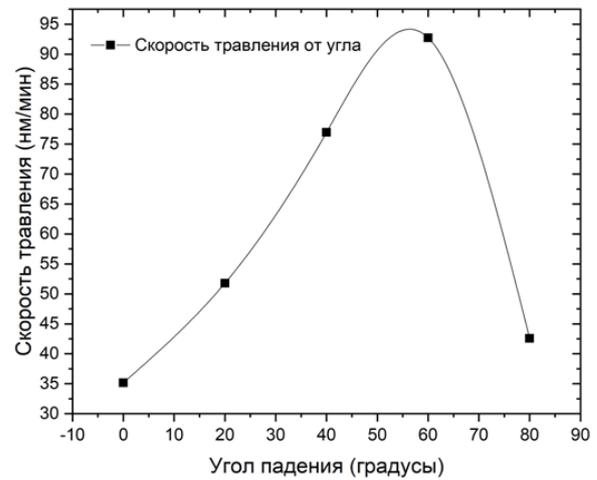


Рис. 6. Угловая зависимость шероховатости поверхности ситалла после ионного травления аргоном с энергией 800 эВ

тость поверхности начинает развиваться. Исследование зависимостей от глубины травления показало, что формообразование с помощью технологии ионного травления возможно при съеме материала менее 3 мкм, далее появляются растравы в виде «дырок» на поверхности. Угловые зависимости показали, что без существенного изменения исходной шероховатости возможно проводить коррекцию формы для оптических элементов с числовой апертурой  $NA < 0,34$ .

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-62-00068.

### Литература

1. Mikhailenko M. S. High-performance facility and techniques for high-precision machining of optical components by ion beams / M. S. Mikhailenko, N. I. Chkhalo, I. A. Kaskov, I. V. Malyshev, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. N. Toropov, I. G. Zabrodin // Precision Engineering. 2017. Vol. 48. P. 338–346.

# Влияние материала барьерного слоя и температуры отжига на процесс формирования межслоевых областей в многослойных структурах Cr/Ti

А. В. Каратаев\*, А. У. Гайсин, Е. О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504  
\*farif123@mail.ru

Изучена термическая стабильность многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) Cr/Ti. Выявлено формирование  $TiCr_2$  в короткопериодном зеркале ( $d = 1,41$  нм), содержание которого резко уменьшается в широкопериодном ( $d = 4,34$  нм) МРЗ. Высокотемпературный отжиг МЗ с  $d = 4,34$  нм приводит к образованию в многослойной структуре кристаллитов чистого титана и хрома. Отжиг до  $700$  °С нарушает слоистую структуру зеркала с образованием  $CrSi_2$ .

## Введение

В современных биологических и медицинских задачах для понимания механизмов функционирования органических клеток, а также для изучения влияния различных болезней на клетки требуется увидеть детали живых клеток с разрешением в десятки нанометров. В последнее время активно развивается мягкая рентгеновская микроскопия в «окне прозрачности воды» на длинах волн  $2,2$ – $4,4$  нм [1, 2]. В этом диапазоне традиционные «легкие» материалы (бор, углерод и кремний) достаточно сильно поглощают, поэтому многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) на их основе имеют низкие теоретические коэффициенты отражения (менее 10%). Высокие коэффициенты отражения достигаются только вблизи краев поглощения Cr  $L_{2,3}$ - и Ti  $L_{2,3}$  [3].

В случае МРЗ Cr/Ti теоретический коэффициент отражения достигает 60%, экспериментальный же 5% [3, 4]. Целью данной работы является поиск причин ухудшения коэффициента отражения системы Cr/Ti и предложение методов улучшения ее оптических свойств.

## Основные результаты

Многослойные рентгеновские зеркала Cr/Ti с периодами  $d = 1,41$  нм,  $d = 2,5$  нм и  $d = 4,34$  нм, соответственно, синтезированные методом магнетронного распыления, были изучены методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на лабораторной установке Escalab 250 Xi ресурсного центра «Физические методы исследования поверхности» научного парка СПбГУ и лабораторном модуле ЭС-ХА экспериментальной станции НаноФЭС Курчатовского специализированного источника синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов». Для изучения влияния отжига на перемешивание слоев зеркала подвергались нагреву при разной температуре ( $200$ ,  $300$ ,  $400$ ,  $500$  и  $700$  °С) в течение 60 минут. Отжиг образцов проводился в камере подготовки спектрометра Escalab 250 Xi в высоком вакууме (остаточное давление газа около  $10$ – $6$  Па). Дополнительно были проведены исследования методами просвечивающей электронной спектроскопии, рентгеновской дифракции и рефлектометрии. Комплексное исследование зеркал Cr/Ti позволило сделать следующие выводы о процессах, происходящих в рассматриваемых структурах до и после термического отжига.

Анализ Ti 2р фотоэлектронных спектров структур Cr/Ti указывает на формирование хромидов титана  $TiCr_2$  на межслоевой границе вышеперечисленных систем. В короткопериодном зеркале ( $d = 1,41$  нм) установлено сильное перемешивание слоев хрома и титана с формированием  $TiCr_2$  и окисление как слоев Ti, так и слоев Cr вблизи поверхности. В системе с более толстыми слоями титана ( $1,71$  нм) и хрома ( $2,63$  нм) обнаружено резкое возрастание вкладов металлического Ti и Cr, при сохранении незначительного содержания  $TiCr_2$ . Слой хрома толщиной  $2,6$  нм препятствует окислению титана.

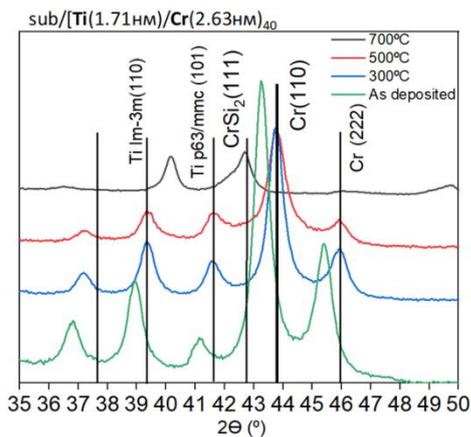
Для исследования влияния барьерного слоя карбида бора на формирование межслоевой области в многослойных зеркалах Cr/Ti были изучены образцы с барьерными слоями  $B_4C$  на обеих границах. Анализ Cr 2р и Ti 2р фотоэлектронных спектров короткопериодного зеркала Cr/Ti с/без барьерного слоя указывает на то, что введение тонкого слоя карбида бора на межфазовую границу не препятствует формированию интерметаллидов хрома и титана, но эффективно защищает слой титана от окисления, будучи нанесенным на слой титана, т. е. на границу Cr-на-Ti.

Рассматривая влияние отжига на структуру Ti/Cr, следует особенно выделить Cr 2р и Ti 2р фотоэлектронные спектры многослойного зеркала с периодом  $4,34$  нм. Анализ этих спектров обнаруживает уширение пиков, относящихся к металлическому хрому и титану, уже при отжиге до  $200$  °С. Наблюдаемое уширение естественно связать с перемешиванием титана и хрома и формированием хромидов титана на межфазной границе в процессе отжига.

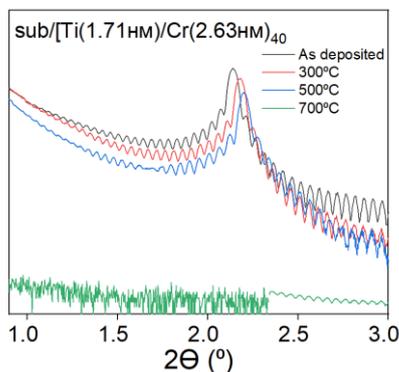
Совместный анализ фотоэлектронных спектров, рентгеновских дифрактограмм и снимков ПЭМ позволяет сделать следующие выводы:

- Слои титана и хрома в многослойных зеркалах с периодом до  $1,4$  нм являются аморфными ввиду отсутствия видимых нанокристаллитов на ТЕМ-изображении и дифракционных пиков, характеризующих наличие кристаллической структуры. При отжиге до  $500$  °С не наблюдается формирования дифракционных пиков от нанокристаллитов. Кривые отражения и изображения ПЭМ указывают на сохранение периодичности структуры.

- В дифрактограммах многослойных зеркал с периодом  $2,4$  нм и  $4,34$  нм наблюдаются пики, характеризующие нанокристаллиты титана и хрома.



**Рис. 1.** Рентгенодифрактограммы широкопериодного зеркала Cr/Ti с величиной периода  $d = 4,34$  нм, отожженного при различных температурах



**Рис. 2.** Кривые отражения для широкопериодного зеркала Cr/Ti с  $d = 4,34$  нм, отожженного при различных температурах

• При отжиге многослойных структур с периодом 4,34 нм в течение часа в температурном диапазоне от 200 до 500 °С в дифрактограмме отмечается сдвиг дифракционных пиков, что можно связать с изменением параметров кристаллической решетки, приво-

дящих к уплотнению слоев (рис. 1). Сдвиг кривых отражения подтверждает уменьшение периода зеркала (рис. 2).

• При отжиге многослойного зеркала с периодом 4,34 нм до 700 °С в дифрактограмме и в фотоэлектронных спектрах обнаруживаются соединения кремния, что говорит о полном перемешивании зеркала с подложкой.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-20125-П. Авторы также выражают свою благодарность Междисциплинарным ресурсным Центрам СПбГУ по направлению «Физические методы исследования поверхности», «Рентгенодифракционные методы исследования» и НИЦ «Курчатовский институт» (лабораторный модуль ЭСХА) за проведенные исследования.

### Литература

1. H. Legall, G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P. Takman, D. H. Martz, M. Selin, U. Vogt, H. M. Hertz, D. Esser, H. Sipma, J. Luttmann, M. Höfer, H. D. Hoffmann, S. Yulin, T. Feigl, S. Rehbein, P. Guttman, G. Schneider, U. Wiesemann, M. Wirtz, and W. Dietsch // *Opt. Express*. 2012. 20, 18362–18369.
2. M. Kördel, A. Dehlinger, C. Seim, U. Vogt, E. Fogelqvist, J. A. Sellberg, H. Stiel, H. M. Hertz // *Optica*. 2020. 7, 658–674.
3. E. M. Gullikson, F. Salmassi, A. L. Aquila, & F. Dollar // *Lawrence Berkeley National Laboratory*. 2008. <http://escholarship.org/uc/item/8hv7q0hj>.
4. P. Sarkar, A. Biswas, S. Rai, H. Srivastava, S. Mandal, M. H. Modi, D. Bhattacharyya // *Vacuum*. 2020. Vol. 181, 109610.
5. H. Stock, G. Haindl, F. Hamelmann, D. Menke, O. Wehmeyer, U. Kleineberg, U. Heinzmann, P. Bulicke, D. Fuchs, G. Ulm // *Appl. Opt.* 1998. 37, 6002–6005.

# Микроструктура островковых пленок Al на Si(111) при магнетронном напылении: влияние температуры подложки

А. А. Ломов<sup>1,\*</sup>, Д. М. Захаров<sup>1</sup>, М. А. Тарасов<sup>2</sup>, А. М. Чекушкин<sup>2</sup>, А. А. Татаринцев<sup>1</sup>, Т. Д. Пацаев<sup>3</sup>, А. Л. Васильев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 36, корп. 1, Москва, 117218

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

<sup>3</sup>НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182

\*lomov@ftian.ru

Представлены результаты исследования влияния температуры на микроструктуру и границы с подложкой Si(111) островковых пленок Al при магнетронном распылении. Структурные исследования проведены методами XRD, SEM, EDS, TEM и AFM. Установлено, что формирование островков при температуре 400–500 °C приводит к «размытию» естественного окисного слоя на границе с подложкой, но появлению ~5 нм переходного слоя твердого раствора. Показана возможность формирования при  $T \geq 350$  °C на подложке Si(111) квазиэпитаксиальных кристаллитов Al {001} и Al {111} с латеральным размером 40–100 нм.

## Введение

Современное развитие микроэлектроники и оптоэлектроники невозможно без решения проблемы формирования пленок с заданными электрофизическими и оптическими свойствами. В общем случае физические свойства пленок и структур определяются используемыми материалами и условиями формирования. Было показано [1], что методом магнетронного распыления можно управлять свойствами пленок алюминия на поверхности подложек Si(111), формируя на их поверхности при температуре 400 °C островковые гомобуферные Al-слои. Хорошо известно, что при этих температурах предел растворимости и диффузия Si в Al резко возрастает [2]. Кроме этого, побочным минорным эффектом для наноразмерных пленок может являться потеря резкой границы между пленкой и подложкой из-за сформированного неоднородного по плотности переходного слоя. Такой слой, изменяя зарядовую плотность на границе с подложкой, приведет к дополнительному рассеянию электронов проводимости. Вопрос о резкости границы между подложкой кремния и кристаллитами алюминия связан с использованием таких структур в различных приложениях: контакты в СБИС, сверхпроводящие высококачественные резонаторы, СВЧ-генераторы и усилители, болометры, а также вентили в квантовых устройствах. Естественно, что размытие границы между подложкой кремния и пленкой алюминия и формирование в ней структурных дефектов (преципитатов и т. п.) может снизить эффективность создаваемых приборов. Резкость границ между подложкой и пленкой и возможность ее эпитаксиального наращивания продолжает оставаться ключевым вопросом в развитии технологии магнетронного распыления.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния температуры подложки Si(111) на микроструктуру кристаллитов и межфазных границ островковых пленок Al, полученных при магнетронном распылении.

Образцы островковых пленок Al на подложках Si(111) были выращены на установке магнетронного распыления (Kurt J. Lesker Company Ltd., Germany) в режиме разряда на постоянном токе и мощности

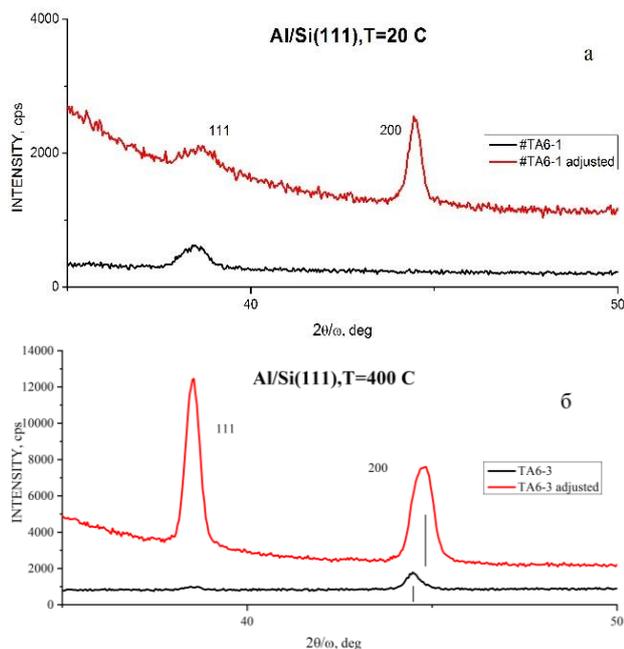
500 Вт. Использовалась мишень алюминия с чистотой 99,995%. Перед нанесением пленок подложки Si(111) подвергались очистке в ультразвуковой ванне в среде ацетона. Остатки загрязнений смывались дистиллированной водой. Затем подложки отправлялись в камеру напыления, где на них осаждалась пленка алюминия. Формирование пленок проходило при различных температурах подложек: 20, 200, 400 и 500 °C. Частицы алюминия осаждались со скоростью 0,2 нм/с за время 100 с (расчетный слой 20 нм). Процесс осаждения пленок Al проходил в атмосфере аргона (давление  $4 \cdot 10^{-3}$  мбар).

Микроструктура пленок Al была изучена методом рентгеновской дифрактометрии (XRD), электронной (TEM, SEM) и атомно-силовой (AFM) микроскопии. Кривые дифрактометрии были получены на рентгеновском дифрактометре SmartLab (9 кВт, СВО-оптика, CuK $\alpha$ -излучение) в геометрии параллельного пучка. Запись дифрактограмм XRD ( $2\theta/\omega$ ), GIXRD ( $2\theta$ ,  $\omega = 0,5^\circ$ , геометрия off plain) выполнялась с установленной перед окном детектора щелью Соллера 0,114°. SEM-, TEM-изображения кристаллитов пленок были получены на просвечивающем/сканирующем электронном микроскопе Osiris (ThermoFisher Scientific, США) при ускоряющем напряжении в 200 кВ и сканирующем – Carl Zeiss Ultra 55, оборудованным энергодисперсионным спектрометром Oxford Instrument INCA X-act (EDS).

## Результаты

Принято считать, что при магнетронном распылении на поверхности подложки формируются поликристаллические пленки алюминия с преимущественной ориентацией (текстурой) (111). Известно, что для вещества с ГЦК-решеткой в момент зарождения естественным является формирование на поверхности подложки кристаллитов, ограненных плоскостями (100) [3]. Возможность появления и размеры таких кристаллитов определяются термодинамическими условиями на границе зародыша кристаллита и подложки. Ключевым моментом является условие эпитаксиального сопряжения кристаллических плоскостей кристаллита Al и матрицы Si(111) на их границе.

На рис. 1, а, б показаны кривые XRD от образцов пленок Al/Si(111)– #ТА6-1 и #ТА6-3, выращенных при температуре 20, 400 °С соответственно.

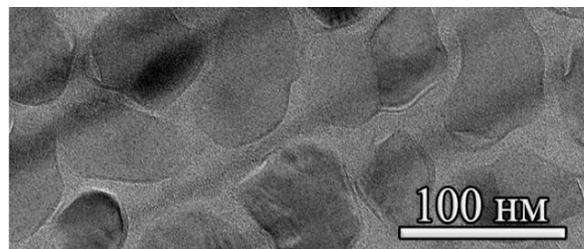


**Рис. 1.** XRD-дифрактограммы от образцов Al/Si(111). Вертикальными линиями показаны положения дифракционных пиков для напряженных ( $2\theta = 44,5^\circ$ ) и релаксированных кристаллитов ( $2\theta = 44,8^\circ$ )

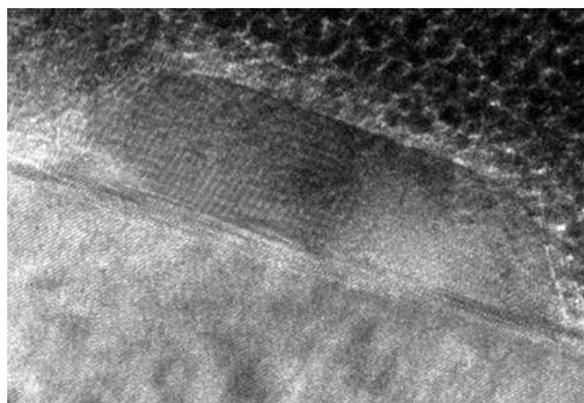
Дифрактограммы на рис. 1 представлены для двух положений подложки Si(111): без установки и с установкой в точное (adjusted) отражающее положение. Отметим, что расхождение первичного пучка была равна 0,05 угл. град. Хорошо видно, что пик (111) (рис. 1, а) не меняет своей интенсивности в обоих случаях. Напротив, пик (200) наблюдается только в положении adjusted. Высокая чувствительность интенсивности дифракционного отражения от кристаллитов Al к настройке подложки свидетельствует о высокой когерентности кристаллических плоскостей (100) с плоскостями подложки (111). Можно констатировать, что наблюдаемый эффект является подтверждением эпитаксиального роста кристаллитов, в первую очередь ограненных поверхностью {001}. В ГЦК-решетке появление кристаллитов с гранями {001} является закономерным. Принято считать, что должны преобладать кристаллиты с плоскостями {111}. И это действительно происходит, но при температурах свыше 300 °С. На рис. 1, б хорошо виден интенсивный пик отражения 111 – преобладающий эпитаксиальный рост кристаллитов {111} в пленке Al при 400 °С. Также при таких температурах сохраняется рост кристаллитов {001}, формирующихся в две группы: без и с релаксацией напряжений, вызванных несоответствием межатомных расстояний материалов. Это проявляется (рис. 1, б) в увеличении полуширины и углового положения пика 200 на кривой #ТА6-3 adjusted (сравн. #ТА6-1, рис. 1, а).

ТЕМ-исследования показали, что пленка Al состоит из безформенных островков размером

30–100 нм (рис. 2). На границе раздела Al/Si (рис. 3) слой естественного оксисла отсутствует, но происходит значительная эрозия подложки на глубину 3–5 нм. Присутствие муара на границе раздела и особенности контраста указывают на диффузию Al в подложку с образованием твердого раствора Al-Si.



**Рис. 2.** ТЕМ-изображение «в плане» пленки Al (400 °С)



**Рис. 3.** ТЕМ-изображения высокого разрешения поперечно-го среза границы кристаллита Al(001) толщиной 20 нм и подложки Si(111)

## Выводы

Представлены XRD- и ТЕМ-доказательства температурной зависимости гетероэпитаксии кристаллитов Al на подложке Si(111). Изучена их микроструктура и особенности межфазной границы. Показано, что морфология поверхности островковых пленок влияет на микроструктуру в дальнейшем наращиваемых пленок алюминия с помощью «эффекта» гетероэпитаксиального роста.

## Финансирование

Разработка и изготовление образцов выполнены в ИРЭ РАН при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 23-79-00022, <https://rscf.ru/project/23-79-00022/>.

## Литература

1. А. А. Ломов, Д. М. Захаров, М. А. Тарасов, А. М. Чекушкин, А. А. Татаринцев, Д. А. Киселев, Т. С. Илына, А. Е. Сеleznev // *Technical Physics*. 2023. V. 68(7). P. 833–842.
2. J. M. Poate, K. N. Tu, and J. W. Mayer. *Thin Films-Interaction and Reactions*. John Wiley & Sons. New-York. 1978. 578 p.
3. C. Tjong, H. Chen // *Mater. Sci. Engineer*. 2004. V. R45. P. 1–88.

# Капсульная газонаполненная мишень для лазерно-плазменного ЭУФ-источника

Д. С. Дмитриев, А. Я. Лопатин\*, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Предложен конструктивный вариант лазерной мишени в виде контейнера с тонкопленочной стенкой, содержащего находящийся под значительным давлением газ. Предполагается (и это предположение будет проверяться экспериментально), что в спектре ЭУФ-излучения лазерно-плазменного источника с такой мишенью при определенном сочетании конструктивных параметров будут преобладать линии, характерные для газового наполнения. Разработана и изготовлена необходимая экспериментальная оснастка, в том числе и комплект идентичных мишеней с пленочной стенкой  $\text{Mo/ZrSi}_2$  толщиной 0,19 мкм. Опытным путем продемонстрировано, что образцы из изготовленного комплекта выдерживают давление не менее 1,5 атм.

## Введение

Работа продолжает цикл исследований по использованию тонких пленок в качестве мишеней в экспериментах по взаимодействию мощных импульсов излучения с веществом. Ранее нами уже были изучены [1, 2] спектрально-яркостные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения с мишенями в виде тонких (субмикронных) пленок из легких материалов (Be, C, Al, Si). Определенный интерес для исследователей представляет изучение ЭУФ спектров от мишеней комбинированного состава (газ + твердое тело). В опубликованных работах по данной тематике такие комбинированные мишени получали, в частности [3], разместив газовое сопло вблизи области фокусировки лазерного импульса на поверхности твердого тела. Применение тонких пленок дает возможность использовать иную конструкцию, в которой газ отделен от вакуумного объема тонкой твердотельной мембраной. При воздействии лазерного импульса мембрана разрушается, и излучающая в ЭУФ-диапазоне плазма должна содержать спектральные линии ионов как материала мембраны, так и находящегося за мембраной газа. По мнению авторов, можно ожидать существенного отличия спектра газового наполнения капсулы от спектра источника ЭУФ-излучения с газовым соплом, поскольку существенно отличается механизм нагрева газа, а также исключается поглощение излучения в окружающем источнике, в случае использования сопла, газовом облаке.

С точки зрения практического применения капсульных мишеней наиболее перспективными, по нашему мнению, могут быть варианты их использования с петаваттными лазерными комплексами в тех экспериментах, где традиционно в качестве газовых мишеней выбирались струи или газовые ячейки (это, в частности, эксперименты по генерации высоких гармоник и по ускорению заряженных частиц в сопровождающем лазерный импульс поле разделения зарядов). Использование мишеней капсульного типа в составе лазерно-плазменных источников ЭУФ-излучения с бюджетными лазерами высокой частоты следования импульсов экономически нецелесообразно ввиду значительных трудозатрат на изготовление капсул. Тем не менее планируется провести исследование эффективности генерации ЭУФ-излучения и

его спектрального состава при воздействии на капсульную мишень лазерных импульсов наносекундной длительности – для этой цели будет задействовано имеющееся в ИФМ РАН лазерное и диагностическое оборудование. Полученные данные будут полезны при численном моделировании результатов такого эксперимента. Надежность предсказания яркостных и спектральных характеристик ЭУФ-источника с новым типом мишени на основании одних расчетов, без привязки к экспериментальным данным, представлялась бы сомнительной.

## Результаты

Экспериментальный стенд (рис. 1) собран на основе имеющегося в ИФМ РАН лазерно-плазменного источника ЭУФ-излучения и включает в себя моторизованный линейный транслятор с закрепленным набором капсульных мишеней, обеспечивающий очередную подачу мишеней в область лазерной фокусировки, газовый клапан, необходимый для наполнения газом капсулы непосредственно перед лазерным воздействием, и спектрометр ЭУФ-излучения.

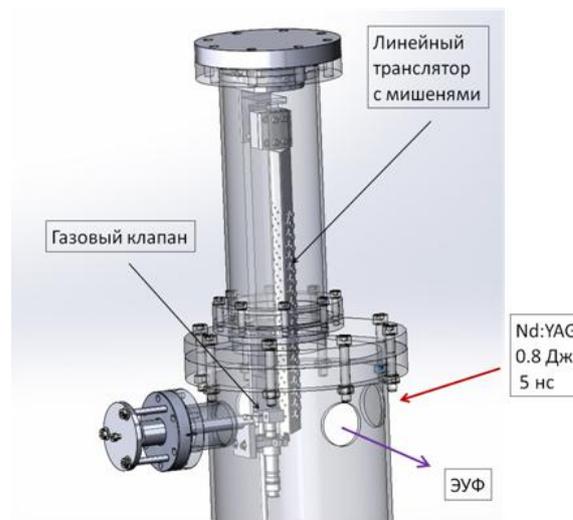


Рис. 1. Экспериментальный стенд для тестирования капсульных мишеней

Каждая отдельная капсульная мишень представляет собой отрезок трубки  $\varnothing 2$  мм (внутренний диаметр 1,4 мм), герметично заклеенный тонкой пленкой

с одного из торцов. Мишени устанавливаются на транслятор с использованием резиновых уплотнителей. Предусмотрен контроль давления внутри наполненной газом капсулы тензорезисторным манометром. Наполнение капсулы происходит непосредственно перед использованием через ее открытый торец с помощью газового клапана.

В качестве тонкопленочной мембраны для входного окна использовалась многослойная структура Mo/ZrSi<sub>2</sub> толщиной 190 нм. Выбор данной структуры был обоснован ее более высокой механической прочностью по сравнению с многослойными свободновисящими пленками из материалов с меньшим атомным номером, которые более оптимальны для проведения спектральных исследований. В данном случае была важна демонстрация возможности создания в капсуле значительного давления. Мембрана была выполнена по освоённой в ИФМ РАН методике изготовления большеапертурных тонкопленочных фильтров ЭУФ-излучения, включающей в себя этапы магнетронного напыления пленки и жертвенного слоя на подложку, удаления жертвенного слоя в процессе жидкостного травления с отделением пленки от подложки и вылавливания пленки на рамку.

Набор мишеней (около 60 штук) был изготовлен групповым способом. Заготовки трубок устанавливались вертикально в шаблон, представляющий собой набор плотно расположенных отверстий в пластине. Каждая заготовка будущей мишени (трубка длиной 12,5 мм) помещалась в свое отверстие, концы трубок выступали над пластиной. На торцевые части наносился тонкий слой эпоксидного клея, после чего данная сборка приводилась в соприкосновение с пленочной мембраной, которая оказывалась, таким образом, герметично приклеенной к торцевым частям трубок. После отверждения эпоксидного клея мембрана разрушалась в промежутках между трубками и сборка разделялась на отдельные готовые мишени. Фотографии набора капсульных мишеней до приклейки мембраны, а также до и после ее разрушения в промежутках между трубками представлены на рис. 2.

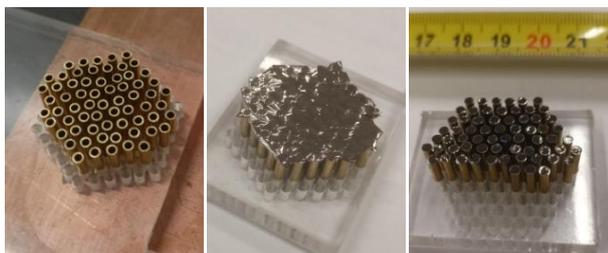


Рис. 2. Этапы изготовления капсульных мишеней

Способность изготовленных капсул выдерживать значительное давление была оценена теоретически, а также проверена опытным путем. Эксперименты по измерению упругих модулей материалов тонкопленочных мембран, в том числе и для пленок использо-

ванного в данной работе состава, были выполнены нами ранее [4]. Они позволили оценить биаксиальный модуль Юнга  $Y$ , определяемый как  $Y = E/(1 - \mu)$  (где  $E$  – модуль Юнга,  $\mu$  – коэффициент Пуассона), величиной  $Y = 3 \cdot 10^{11}$  Па. Пользуясь полученными в рамках несколько нестрогого подхода формулами, приведенными в [4], можно записать связь между приложенным к пленке давлением  $p$  и возникшим в материале механическим напряжением  $\sigma$  в виде

$$p = \frac{4 \cdot d}{a} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma^3}{Y}},$$

где  $a$  – радиус пленки,  $d$  – ее толщина. Оценим значение  $\sigma$ , при котором возможно разрушение пленки, величиной  $Y/200$  – такое соотношение предела прочности и упругого модуля характерно для металлов. Тогда для толщины мембраны  $d = 190$  нм и радиуса  $a = 0,7$  мм получим предельное значение давления, которое может выдержать образец, на уровне  $1,6 \cdot 10^5$  Па. Опытная проверка заключалась в подключении к магистрали сжатого воздуха буферного объема, к которому герметично присоединялась тестируемая капсула. В объеме плавно поднималось давление вплоть до 1,5 атм (предела шкалы измерений используемого манометра). Мембрана выдержала испытание без повреждения.

## Выводы

Реализуемость концепции газонаполненной капсульной мишени подтверждена изготовлением пробной партии. Протестирована способность изготовленных образцов выдерживать без разрыва пленочной стенки значительные давления (не менее 1,5 атм для Mo/ZrSi<sub>2</sub> стенки толщиной 0,19 мкм и диаметром 1,4 мм). Разработана конструкция стенда исследования эмиссионных характеристик данного типа мишеней в составе лазерно-плазменного источника ЭУФ-излучения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. С. А. Гарахин, А. Я. Лопатин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Н. Н. Салашенко, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало // ЖТФ. 2022. Т. 92(8). С. 1199–1201.
2. А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Н. Н. Салашенко, А. А. Соловьев, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало // ЖТФ. 2023. Т. 93(7). С. 892–896.
3. И. Л. Бейгман, Е. А. Вишняков, М. С. Лугинин, Е. Н. Рагозин, И. Ю. Толстихина // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 6. С. 545–550.
4. N. I. Chkhalo, E. V. Klunokov, A. Ya. Lopatin, V. I. Luchin, N. N. Salashchenko, L. A. Sjmaenok, N. N. Tsybin // Thin Solid Films. 2017. V. 631. P. 93–98.

# Стенд тестирования чувствительных к ЭУФ-излучению фоторезистов

А. Я. Лопатин\*, В. И. Лучин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Тезисно представлена ретроспектива результатов тестирования чувствительных к ЭУФ-излучению фоторезистов, проведенного с использованием оборудования ИФМ РАН. Сообщается о разработке нового экспериментального стенда на основе лазерно-плазменного источника с газовой струей в качестве мишени. Стенд оснащен набором зеркал и фильтров для экспонирования образцов на длинах волн 11,2, 13,9 и 30,4 нм.

## Введение

В настоящее время одним из приоритетов исследований, проводимых в РФ в области микро- и нанолитографии, является разработка высокоразрешающих фоторезистов. Так, значительные ресурсы направлены на решение этой задачи применительно к литографии с рабочей длиной волны 248 нм [1], и уже до конца 2025 года должны быть изготовлены опытные партии ряда чувствительных на этой длине волны фотополимеров с пространственным разрешением пленки не хуже 0,14 мкм, а также подготовлено и освоено их промышленное производство.

Логичным было бы ожидать и представления в сопоставимые сроки основополагающего компонента современной литографической системы – проекционного объектива, обеспечивающего столь же высокий уровень пространственного разрешения при приемлемом для микроэлектронного производства размере рабочего поля. Характеризация объектива не должна обуславливаться наличием соответствующих резистов, поскольку может быть выполнена и без их использования. Например, непосредственная экспериментальная оценка функции рассеяния точки с помощью транспарентной маски, представляющей собой набор калиброванных микроотверстий, может, по нашему мнению, оказаться существенно более информативной и минимизирующей неоднозначность интерпретации результатов методикой тестирования проекционной оптики.

Данное утверждение справедливо и для зеркальных объективов, разрабатываемых в ИФМ РАН для литографических схем экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) спектрального диапазона. Имеющаяся в ИФМ приборная база электронной литографии и микроскопии, ионного травления поверхностей, развитые подходы к изготовлению металлических мембран толщиной 0,1 мкм и менее – все это в совокупности позволяет рассчитывать на успешное изготовление систем отверстий существенно субмикронных размеров на тонкопленочных мембранах. Необходимо отметить, что возможности проекционных систем ЭУФ-диапазона кратно превосходят по уровню проектного разрешения возможности оптики, работающей в длинноволновом крае УФ-области спектра. Даже в простой двухзеркальной системе с осесимметричной асферизацией зеркал возможно достижение разрешения 27 нм на поле диаметром около 1,4 см при коэффициенте уменьшения 10х и работе на

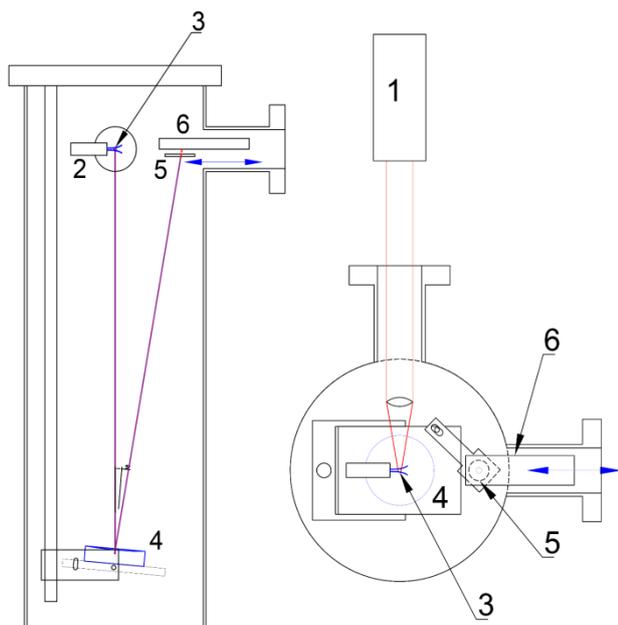
длине волны 13 нм [2]. И хотя габариты упомянутой системы (диаметр большого зеркала 50 см) пока еще достаточно велики с точки зрения актуального для РФ уровня компетенций в вопросах изготовления прецизионной оптики, со временем внедрение в промышленность литографов ЭУФ-диапазона представляется неминуемым. Аттестация чувствительных на этом участке спектра фоторезистов – один из важных аспектов такого перехода.

## Результаты

Четверть века назад в ИФМ РАН был успешно выполнен цикл работ по исследованию в качестве чувствительных в ЭУФ-диапазоне фоторезистов ряда двойных и тройных сополимеров полиметилметакрилата (ПММА), синтезированных в НИИ Химии ННГУ. По результатам тестирования в схеме с лазерно-плазменным источником экспонирующего ЭУФ-излучения и концентрирующими излучение многослойными зеркалами на длины волн 13,5 нм и 11,2 нм были отобраны наиболее чувствительные на этих длинах волн составы фоторезистов. С использованием одного из разработанных резистов тогда же была решена и важная практическая задача – фотографирование источника в ЭУФ-области и определение его размера на длине волны 13,5 нм (50×80 мкм), а также по серии фотографий было восстановлено распределение яркости по поперечным координатам на этой длине волны [3]. В качестве простейшей оптической системы, обеспечивающей необходимое пространственное разрешение, применялось сферическое зеркало в геометрии с размещением объекта и изображения вблизи центра кривизны.

В связи с имеющим место всплеском интереса к исследованию материалов для литографии в минувшем году было принято решение о создании в отделе многослойной оптики ИФМ РАН стенда тестирования фоторезистов в ЭУФ-диапазоне. Концепция экспериментального стенда не претерпела существенных изменений за исключением того, что в современной версии в качестве мишени лазерно-плазменного источника используется струя газа, истекающая из сопла. Преимущество такого источника по сравнению с ранее использовавшимся источником с твердотельной мишенью – многократно более медленное загрязнение рентгенооптических элементов. Выбором различных газов и газовых смесей спектр источника может быть до определенной степени согласован с

рабочей длиной волны многослойного зеркала, собирающего излучение на экспонируемом образце. Характеристики используемого Nd:YAG-лазера (энергия импульса 0,8 Дж, длительность импульса 5,2 нс, диаметр пятна фокусировки 66 мкм – пиковая интенсивность до  $3 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) позволяют разогреть плазму до температур, при которых достаточно эффективно излучаются в том числе и спектральные линии в коротковолновой части ЭУФ-диапазона. В частности, для углеродсодержащих мишеней уверенно регистрировались линии иона CV с длинами волн 3,6 нм и 4,1 нм. Схема экспериментального стенда тестирования фоторезистов приведена на рис. 1.



**Рис. 1.** Схема эксперимента: *а* – вид сбоку, *б* – вид сверху; 1 – Nd:YAG-лазер, 2 – импульсное газовое сопло, 3 – лазерная искра, 4 – многослойное ЭУФ-зеркало, 5 – фильтр ЭУФ-излучения, 6 – образец с фотополимером, закрепленный на линейном трансляторе

К настоящему моменту стенд укомплектован наборами сферических брэгговских зеркал (радиусом кривизны 30 см) и пленочных фильтров на длины волн 11,2, 13,9 и 30,4 нм. Фильтры – пленки субмикронной толщины на основе, соответственно, Be, Mo и Al – необходимы для блокирования нерезонансно отражаемого зеркалом длинноволнового излучения. Для определения дозы ЭУФ-излучения, получаемой экспонируемым образцом за один лазерный импульс, предварительно на место образца (следом за фильтром) устанавливался абсолютно калиброванный в ЭУФ-диапазоне р-і-n-диод, регистрировался импульс фототока, а затем заряд индуцированных излучением носителей тока пересчитывался в энергию пришедшего на детектор излучения. Доза, выраженная в миллиджоулях на квадратный сантиметр, определялась с учетом размера пятна экспонирования и коли-

чества импульсов в экспозиции. На момент написания тезисов работа стенда опробована на длинах волн 13,9 нм и 30,4 нм. В качестве примера на рис. 2 приведено фото проявленного образца чувствительного к ЭУФ-излучению резиста на основе ПММА, засвеченного на длине волны 13,9 нм при использовании Ag в качестве газа-мишени. Размер зоны облучения оценивается как 0,7×1,6 мм. Времена и дозы экспонирования для каждой из 4 зон засветки даны в табл. 1.



**Рис. 2.** Фотография проэкспонированного (и проявленного) образца

**Таблица 1.** Величины экспозиционных доз для образца, представленного на рис. 2

№ области	Время засветки, с	Доза, мДж/см <sup>2</sup>
1	10	36
2	1	3,6
3	2,5	9
4	5	18

## Выводы

Восстановлен стенд засветки фоторезистов в ЭУФ-диапазоне с лазерно-плазменным источником экспонирующего излучения, причем для минимизации загрязнения иллюминаторной оптики используется лазерная мишень в виде струи газа, истекающего из импульсного сопла. Стенд оснащен комплектами зеркал и фильтров, позволяющими работать на трех длинах волн; дополнительные комплекты на другие длины волн могут быть изготовлены по мере необходимости. Темп набора дозы, определяемый средней мощностью ЭУФ-источника, размером пятна на резисте и характеристиками пары «зеркало – фильтр», составляет около 3 мВт/см<sup>2</sup> (для  $\lambda = 13,9$  нм).

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

## Литература

- <https://rostender.info/region/moskva-gorod/66001207-tender-nir-razrabotka-i-osvoenie-proizvodstva-litograficheskikh-materialov-dlya-mikroelektronnogo-proizvodstva-shifr-fotoliz>.
- К. С. Johnson // J. Vac. Sci. Technol. В. 2012. V. 30, no. 5. 051606-3.
- С. А. Булгакова, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, Л. М. Мазанова, Н. Н. Салашенко // Поверхность. РСНИ. 1999. № 1. С. 133–139.

# Модернизация зеркального ЭУФ-микроскопа с z-томографией на увеличение 345 крат

И. В. Малышев\*, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало, М. Н. Торопов, А. Е. Пестов, Р. С. Плешков, А. К. Чернышев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*ilya-malyshev@ipmras.ru

В работе описан ход работ по оптической схеме микроскопа на длину волны 13,84 нм с меридиональным и сагиттальным увеличением 349 и 341 крат соответственно. Небольшое отличие в увеличениях вызвано наклоном третьего зеркала, чтобы матричный детектор не затенял приходящий на третье зеркало пучок. Схема имеет три зеркала: первые два – это двухзеркальный объектив Шварцшильда 46 крат, а третье выпуклое зеркало находится перед его фокусом и дает дополнительное увеличение  $\approx 7,5$  крат. В качестве детектора используется рентгеночувствительная матрица с 6,5 мкм пикселем, поэтому проекция в предметную плоскость микроскопа составляет 6,5 мкм / 345 крат  $\approx 19$  нм. Поле зрения в предметной плоскости равно размеру матрицы 13,3 × 13,3 мм / (341 ÷ 349) крат = 38 × 39 мкм. Такого поля достаточно, чтобы в один кадр поместилась почти любая клетка, а разрешения достаточно, чтобы рассмотреть ее мелкие детали. В качестве источника выбрана яркая линия иона газа аргон, которая возбуждается импульсным ИК-лазером. Длина волны 13,84 нм позволяет увидеть изображения высушенных образцов в абсорбционном контрасте, путем получения распределения плотности материи по кадрам и толщины материи вглубь образца.

## Введение

Зеркальная ЭУФ-микроскопия на длине волны около 13,5 нм применяется для диагностики масок для нанолитографии и биологических задач. Созданный в ИФМ РАН микроскоп на 13,84 нм [1] позволил получить трехмерные изображения с разрешением до 140 нм, что ограничивалось его увеличением. Для дальнейшего улучшения разрешения решено было повысить увеличение микроскопа. Для получения трехмерных изображений в микроскопе имеется функция удаленно управляемого сдвига образца на пьезокерамическом актуаторе вдоль оптической оси на расстояние до 40 мкм с шагом до 1 нм. За счет большой числовой апертуры объектива ( $NA = 0,27$ ) срез образца, находящийся в предметной плоскости, проецируется на матричный детектор довольно резко, что позволяет производить аксиальную z-томографию. В ней из-за сдвига образца вдоль оптической оси получается набор ХУ-срезов образца с разной глубиной залегания в толще образца. Для устранения влияния внефокусных срезов на изображения и в итоге для получения 3D-изображений мы применяем деконволюционную реконструкцию изображения, описанную нами в [1, 2]. Учет трехмерной передаточной функции микроскопа, так называемой функции рассеяния точки (ФРТ), в таком микроскопе очень важен, потому что даже ошибка формы зеркал на уровне 1 нм по среднеквадратическому отклонению от расчетной формы для столько коротких длин волн сильно влияет на ФРТ. На регистрируемых на матрице изображениях это приводит к размытию, но после решения обратной задачи (деконволюции) эффект размытия в значительной мере удастся снизить.

## Модернизация ЭУФ-микроскопа

Первый источник устанавливался сверху этажерки в точке центра матричного детектора (рис. 1), совпадающей с центром плоскости изображения трехзеркального объектива. Он светил на выпуклое зеркало, которое отражало свет вниз в двухзеркальный объектив. Объектив фокусировал свет в точке на оптической оси в плоскости объекта. Рядом со сфокусированным пучком объектива устанавливался второй

источник сферической волны (зауженный волоконный источник), когерентный с первым (см. рис. 1). Угол держателя второго источника выставлялся 17,5 градуса, чтоб не затенять лучи, идущие из объектива.

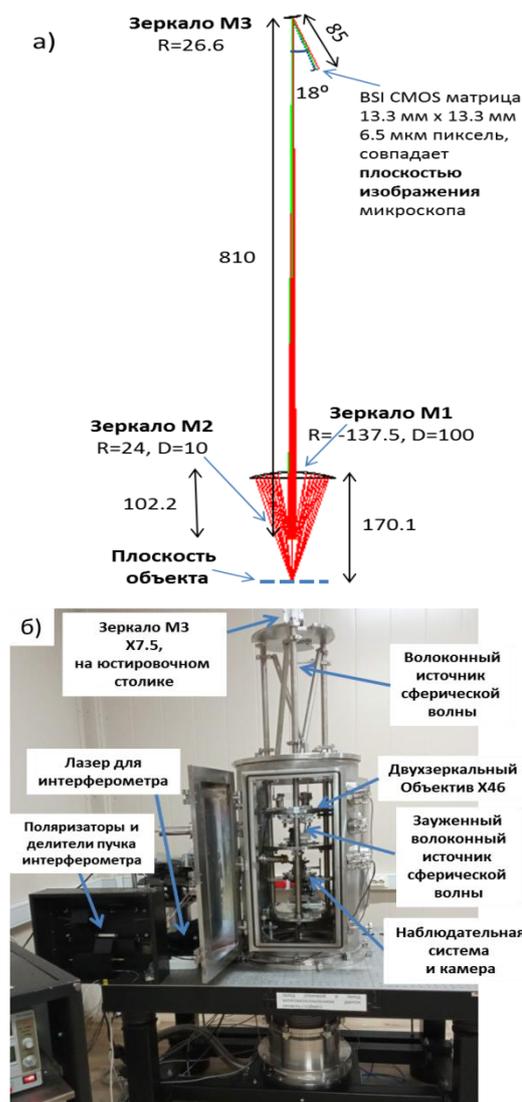
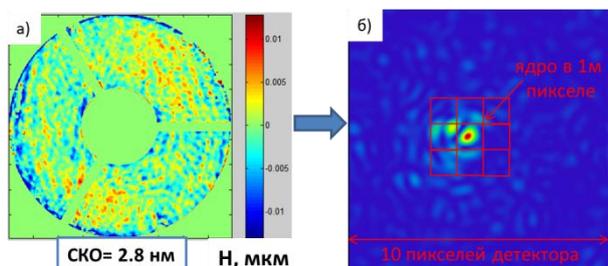


Рис. 1. Схема ЭУФ-микроскопа (а) и фото аттестации aberrаций с встроенным дифракционным интерферометром (б)

Сферические фронты от пучка объектива и второго источника фокусировались наблюдательной системой (объективом Mitutoyo NA = 0,28 и линзой Бертрана) на матричном детекторе, где интерферировали. Наблюдательная система, с одной стороны, дает на матрице интерферограмму, а с другой, строит изображение большого вогнутого зеркала, поэтому получаемые из интерферограммы aberrации трехзеркального объектива мы корректировали на первичном зеркале.



**Рис. 2.** Aberrации объектива  $\times 46$  (а) и смоделированное на основе измеренных aberrаций пятно фокусировки (б)

Для учета в измеряемых aberrациях объектива aberrаций, вносимых наблюдательной системой, в точку фокусировки пучка объектива устанавливался третий зауженный волоконный источник и снималась

интерферограмма от второго и третьего источников. Коррекция aberrаций производилась по измеряемой карте на вогнутом зеркале M1, потому что его диаметр в отличие от диаметров выпуклых зеркал большой (100 мм), поэтому поддается ионной коррекции с минимальным размером сфокусированного ионного пучка 2 мм [2]. После 7 коррекций SKO aberrаций объектива  $\times 46$  стало 2,8 нм (рис. 2, а), т. е. на уровне  $\lambda/5$  при  $\lambda = 13,84$  нм, что согласно расчету в программе трассировки лучей Zemax позволяет получить фокусировку точечного источника на матрице в пятно размером 1–2 пикселя и соответствует разрешению в предметной плоскости объектива 18,5–38 нм (рис. 2, б). К выступлению будут измерены и скорректированы aberrации трехзеркального объектива, на зеркала нанесены отражающие покрытия, а микроскоп запущен в работу.

Работа велась при поддержке гранта РФФ № 22-62-00068.

### Литература

1. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo, et al. // Opt. Express. V. 30(26). 47567 (2022).
2. N. I. Chkhalo, et al. // Prec. Eng. V. 48. P. 338–346 (2017).

# Изучение формирующегося нарушенного слоя в монокристаллическом кремнии и его влияние на поведение шероховатости поверхности в процессе ионного травления

М. С. Михайленко\*, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, М. В. Зорина, А. Н. Орлова, Н. И. Чхало, Н. Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе изучается причина скачкообразного поведения шероховатости поверхности, а именно, поведение нарушенного слоя, который образуется в результате ионной бомбардировки поверхности ускоренными ионами ксенона с энергией 1 кэВ. Показано, что сглаживание шероховатости поверхности происходит путем частичной аморфизации приповерхностного слоя, толщиной 2,5–3 нм.

## Введение

Развитие мощных источников рентгеновского излучения требует также и развития оптических элементов, способных управлять этим излучением [1, 2]. Большая сложность связана с термоиндуцированными искажениями формы оптических элементов из-за больших радиационных, до нескольких киловатт, тепловых нагрузок. Особые требования к точности формы, шероховатости и глубине приповерхностного слоя с нарушенной кристаллической структурой предъявляются при использовании кристаллов в качестве монохроматоров в асимметричной схеме, когда рентгеновский пучок падает на поверхность под скользящим углом и все взаимодействие с кристаллом происходит в приповерхностной области [3]. Шероховатость, форма поверхности и глубина нарушенного слоя определяются особенностями технологии формообразования и полировки. В качестве наиболее подходящего под данные задачи материала рассматривается монокристаллический кремний. Оптимальным решением получения поверхностей дифракционного качества из монокристаллического кремния является применение технологии ионно-пучковой обработки. Однако, ввиду наличия кристаллической структуры, существует проблема конкуренции процессов каналирования и фокусировки импульса атомов-отдачи, которые приводят к развитию поверхности.

Известно, что при ионном травлении происходит разрушение приповерхностного слоя из-за образования радиационных дефектов, что может приводить к дополнительному рассеянию рентгеновского излучения при использовании монокристаллического кремния без отражающего покрытия. Данная работа направлена на изучение нарушенного слоя, который образуется в процессе ионной коррекции формы поверхности монокристаллического кремния (110).

## Результаты

В работах [4, 5] наша группа обнаружила скачкообразное поведение шероховатости поверхности в зависимости от энергии ионов (рис. 1). Более того, значение этой энергии определяется сортом ионов и срезом монокристалла кремния. При энергиях ионов ниже порогового значения (в данном случае менее

750 эВ) происходит развитие шероховатости, при энергии выше, напротив, приводит к сглаживанию поверхности. Было высказано предположение об аморфизации приповерхностного слоя, глубина и степень аморфизации которого определяет взаимодействие иона с мишенью.

Исследование глубины нарушенного слоя производилось с использованием рентгеновского излучения с длиной волны 0,154 нм; структурный анализ – при помощи методов просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе Carl Zeiss Libra 200MC; степень аморфизации – с применением спектроскопии комбинационного рассеяния света в геометрии обратного рассеяния с использованием спектрометра LabRam HR800 спеткромтр с ультрафиолетовым He-Cd лазером ( $\lambda = 325$  нм).

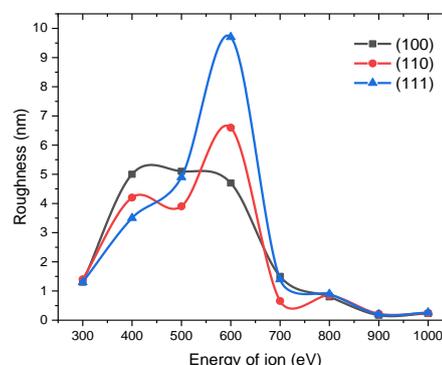


Рис. 1. Зависимость значения шероховатости поверхности основных срезов монокристаллического кремния от энергии ионов ксенона

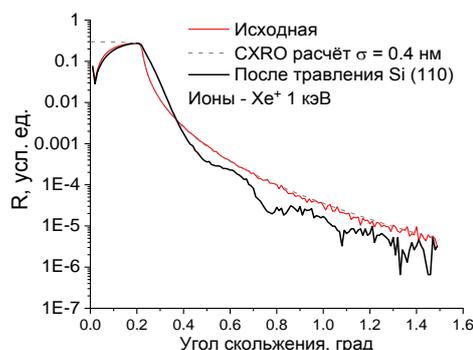


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda = 0,154$  нм)

Модуляция угловой зависимости коэффициента отражения жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda = 0,154$  нм) в сравнении с нетравленной поверхностью указывает на наличие приповерхностного слоя с отличной от объемного материала диэлектрической проницаемостью (рис. 2). Для случая энергии ионов ниже пороговой отражения не наблюдается в силу высокой шероховатости. Спектры комбинационного рассеяния пленок Si: после осаждения и после ионного травления ионами ксенона с энергией выше «пороговой» демонстрируют появление моды с частотой  $490\text{--}500$   $\text{см}^{-1}$ , что связано со вкладом граничных областей (мода q-Si). Этот пик происходит из промежуточных областей между кристаллическим и аморфным Si, которые состоят из «упорядоченных цепочек». Этот пик иногда называют вкладом границ зерен, описанным Хао и др. [6].

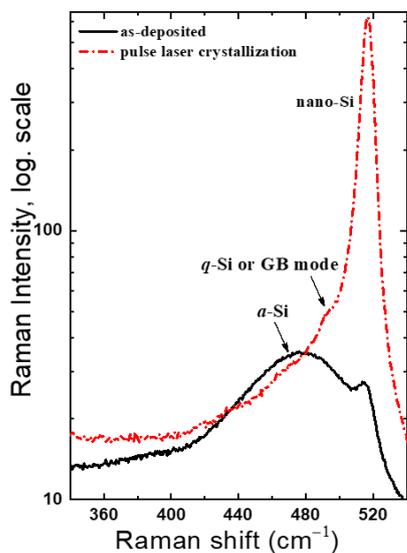


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния пленок Si: после осаждения и после ионного травления ионами ксенона с энергией выше «пороговой» при лазерном возбуждении с длиной волны 325 нм

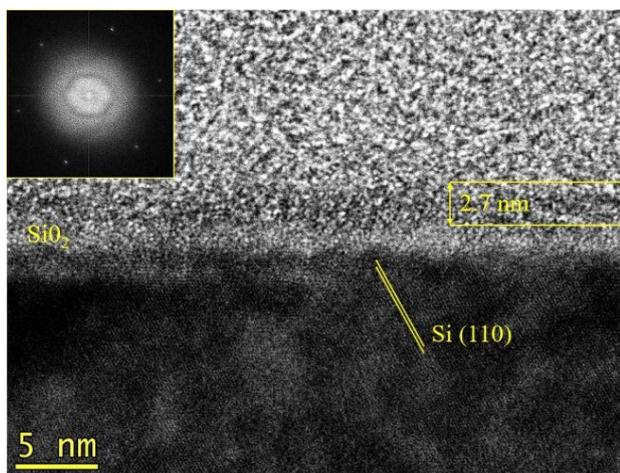


Рис. 4. ВРПЭМ-изображение исследуемой структуры

ВРПЭМ показала, что средняя толщина слоя кремния составляет 2,67 нм (варьируется от 2,5 до 3 нм по поверхности образца), что согласуется со спектрами комбинационного рассеяния (из закона Бугера – Ламберта – Бера, с учетом коэффициента поглощения в кремнии на длине волны 325 нм, эффективный сигнал о фазе исходит с глубины  $\approx 3$  нм). Между подложкой и слоем Si образуется окисел (белая полоса над подложкой). По дифракционной картине (фурье-преобразование от ПЭМ-изображения) мы видим точечные рефлексы решетки кремния (соответствует основному объему) и аморфное гало (соответствует разрушенному слою кремния). Ранее было показано, что аморфный кремний поддается ионной полировке.

## Выводы

Таким образом, показано, что при ионном травлении с энергией выше «пороговой» наблюдается формирование квазиаморфной фазы, наличие которой приводит к тому, что приповерхностный слой начинает вести себя ближе к аморфной фазе. Данный факт позволяет проводить ионную полировку поверхности монокристаллического кремния с возможным сглаживанием шероховатости поверхности вплоть до 1 ангстрема в диапазоне пространственных частот  $4,9 \cdot 10^{-2}\text{--}63$   $\text{мкм}^{-1}$ .

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. G. Admans, P. Berkvens, A. Kaprolat, J.-L. Revol. ESRF upgrade programme phase II (2015–2022) // Technical design study. (Imprimerie de Pont de Claix © ESRF, 2014). P. 192.
2. S. V. Rashchenko, M. A. Skamarokha, G. N. Baranov, Y. V. Zubavichus, Ia. V. Rakshun // AIP Conference Proceedings, 2299, 060001 (2020). DOI: org/10.1063/5.0030346.
3. P. Brumund, J. Reyes-Herrera, C. Detlefs, et al. Design simulations of a horizontally deflecting high-heat-load monochromator // J. Synchrotron Rad., 28, 91–103 (2021).
4. M. S. Mikhailenko, A. E. Pestov, N. I. Chkhalo, M. V. Zorina, A. K. Chernyshev, N. N. Salashchenko, I. I. Kuznetsov. Influence of ion-beam etching by Ar ions with an energy of 200–1000 eV on the roughness and sputtering yield of a single-crystal silicon surface // Applied Optics. 61, 10, (2022).
5. N. Kumar, V. A. Volodin, S. V. Goryainov, A. K. Chernyshev, A. T. Kozakov, A. A. Scrjabin, N. I. Chkhalo, M. S. Mikhailenko, A. E. Pestov, M. V. Zorina. Raman scattering studies of low energy Ar+ ion implanted monocrystalline silicon for synchrotron applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 534. 97–102 (2023).
6. Huiying Hao, Xianbo Liao, Xiangbo Zeng, Hongwei Diao, Ying Xu, Guanglin Kong. Light-induced changes in diphasic nanocrystalline silicon films and solar cells // J. Non. Cryst. Solids. 352. 1904–1908 (2006).

# Вспомогательное программное обеспечение для приложений ионного травления

М. С. Михайленко\*, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе приводятся две программы с пользовательским интерфейсом для расчета функции спектральной плотности мощности микрошероховатости поверхности по данным атомно-силовой микроскопии, а также для расчета формирующего профиля на поверхности диафрагм при осесимметричной обработке широкоапертурным ионным пучком.

## Введение

Осесимметричная обработка ионным пучком интересна для широкого класса задач [1], при которых необходимо проводить съем материала вдоль всей поверхности с некоторой детерминированной зависимостью глубины травления ( $H$ ) от радиуса детали (т. е.  $H = H(r)$ ), в том числе  $H(r) = \text{const}$ . В случае  $H(r) = \text{const}$  равномерный съем материала по поверхности применяется в задачах чистки, активации и полировки поверхности.

Примером задачи, когда  $H(r) \neq \text{const}$ , может служить асферизация поверхности. Асферизация поверхностей элементов изображающей оптики позволяет, например, расширить поле зрения проекционной схемы с помощью компенсации сферических aberrаций для внеосевых лучей. Механическая асферизация, особенно асферик высокого порядка, является сложной задачей, поскольку теряются все преимущества притира, т. е. контакта инструмента со всей поверхностью, приходится уменьшать инструмент, а это приводит к развитию среднечастотных неоднородностей, убирать которые очень сложная задача. Ионная асферизация лишена этих проблем.

Для характеристики шероховатости в диапазоне длин волн 0,1–100 нм интересным является сортировка латеральных размеров неоднородностей на поверхности в диапазоне от 40 мкм до 30 нм, которым соответствует диапазон пространственных частот от 0,049 до 63 мкм<sup>-1</sup>, который достаточно хорошо описывается кадрами атомно-силовой микроскопии (АСМ) 2×2 и 40×40 мкм. После получения самих кадров для вычисления значения шероховатости необходима обработка этих кадров для вычисления функции спектральной плотности мощности.

## Результаты

Для решения задачи осесимметричной обработки ионным пучком была реализована программа с пользовательским интерфейсом MaskCulc на языке программирования для расчета масок, обрезаящих ионный пучок таким образом, чтобы на поверхности сформировался требуемый профиль при симметричной обработке (центр пучка ионов совпадает с центром вращения детали) детали, как показано на рис. 1.

На вход программа получает два файла в виде таблиц. Один файл – это распределение ионного тока в пучке, желательного нормированного на единицу; второй – сечение искомой поверхности. Шаги в пучке и профиле поверхности могут различаться. Окно программы представлено на рис. 2. После загрузки фай-

лов определяются положение центра пучка ионов, шаг пучка по координате и шаг профиля поверхности. Также есть возможность построить графики требуемого сечения поверхности и профиля пучка ионов (рис. 3). Можно локально увеличивать/уменьшать и перемещаться по графику, в том числе сохранить выбранный вид в место, куда укажет пользователь.

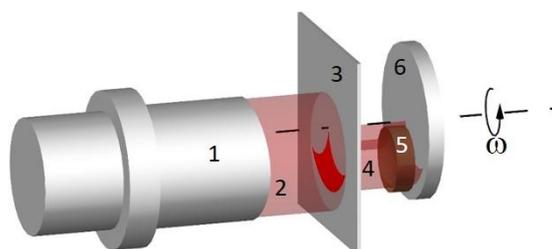


Рис. 1. Схема метода (общий вид): 1 – широкоапертурный источник ионов, 2 – квазипараллельный ионный пучок, 3 – фигурная диафрагма, 4 – сформированный пучок, 5 – деталь, 6 – вращающийся столик

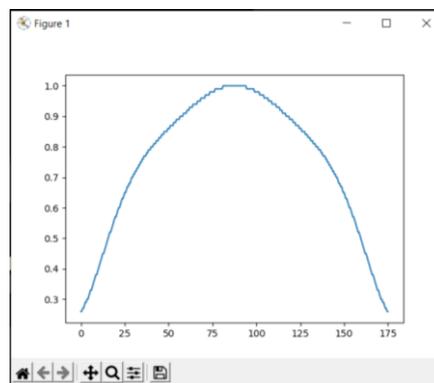


Рис. 2. Пример заданного распределения ионного тока в пучке источника ускоренных ионов КЛАН-163М для ионов аргона с энергией 800 эВ

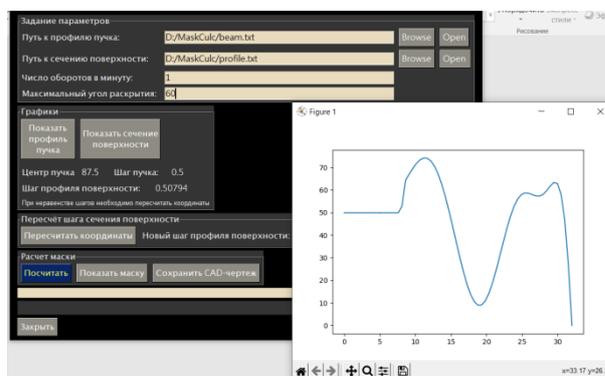


Рис. 3. Окно программы MaskCulc с открытым окном требуемого сечения поверхности

Перед вычислением маски необходимо указать максимальный угол раскрытия маски и количество оборотов столика в минуту. Результат вычисления представлен на рис. 4. Это вид маски в полярных координатах, для изготовления которой необходимо привести расчет к реальному размеру по радиусу.

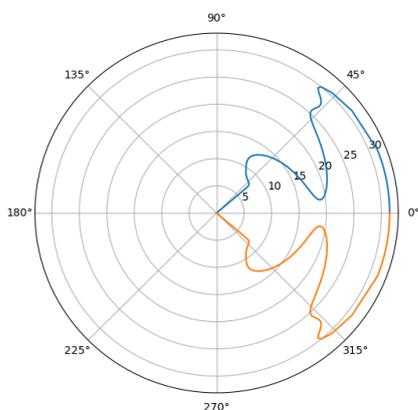


Рис. 4. Вид рассчитанной маски

Программа PSDCulc предназначена для вычисления значения шероховатости поверхности в некотором диапазоне пространственных частот. В первой версии программы рассматривается случай, где у нас есть два кадра  $2 \times 2$  и  $40 \times 40$  мкм, полученных методом АСМ.

Данные, полученные методом АСМ, представляют собой дискретную карту набора высот  $z(\rho)$ , где  $\rho \equiv (x, y)$ . По полученным картам можно построить двумерные PSD-функции (спектры неоднородностей по латеральному размеру на поверхности), которые даются двумерным фурье-преобразованием от автокорреляционной функции:

$$PSD(\mathbf{v}) = |\hat{F}[z(\rho)]|, \quad (1)$$

где  $z(\rho)$  – высота поверхности в точке, задаваемой радиус-вектором  $\rho$ ;  $\hat{F}$  – фурье-преобразование. Пусть  $L$  – линейный размер области сканирования, а  $N$  – число точек изображения. Тогда модуль вектора пространственной частоты, в котором рассчитывается PSD-функция, лежит в пределах от  $v_{\min} = 1/L$  до  $v_{\max} = N/L$ . Зная PSD-функцию, можно рассчитать значение эффективной шероховатости поверхности путем интегрирования по пространственным частотам  $v = [v_{\min} - v_{\max}]$ :

$$\sigma_{eff}^2 = 2\pi \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} PSD_{2D}(v) v dv. \quad (2)$$

Окно программы и результат вычисления приведены на рис. 5.

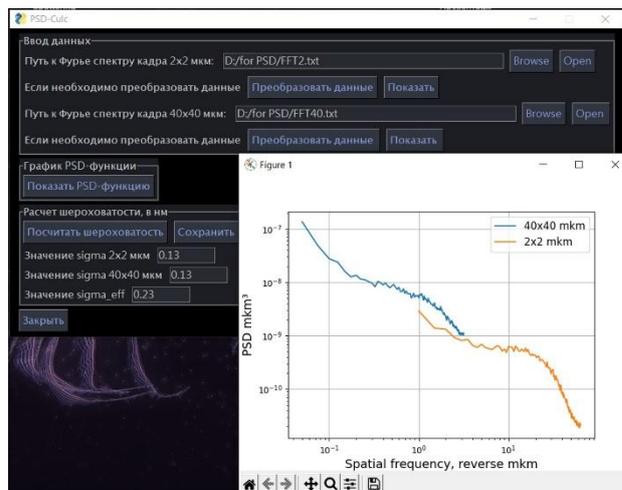


Рис. 5. Окно программы PSDCulc и рассчитанная PSD-функция с приведенными значениями шероховатости

## Выводы

Таким образом, результатом работы стало две программы с пользовательским интерфейсом для вычисления PSD-функции для дальнейшего вычисления значения шероховатости поверхности в диапазоне пространственных частот от  $0,049$  до  $63 \text{ мкм}^{-1}$  из данных АСМ по кадрам  $40 \times 40$  и  $2 \times 2$  мкм, а также для вычисления маски, позволяющей формировать требуемый профиль поверхности с учетом распределения плотности тока широкоапертурного ионного источника при осесимметричной обработке оптического элемента.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. A. Chernyshev, N. Chkhalo, I. Malyshev, M. Mikhailenko, A. Pestov, N. Salashchenko, and M. Toropov. Axisymmetric surface shape correction of optical elements by a wide-aperture ion beam // Applied Optics. Vol. 61, no. 33 (2022).

# Многостриповые многослойные зеркала для источников на основе обратного комптоновского рассеивания

С. С. Морозов\*, Г. Д. Антышева, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*morozov\_sv@ipmras.ru

Разработана методика расчета периодов многостриповых многослойных зеркал для эффективного использования с источниками на основе обратного эффекта Комптона. Представлена модель реализации многострипового зеркала с учетом возможностей существующих методов создания многослойных рентгеновских зеркал. Произведено сравнение коэффициентов отражения и долей отраженной энергии от излученной источником для зеркал ПВО, Гебеля и многостриповых зеркал. Показано, что предложенный в работе многостриповый дизайн многослойных зеркал по эффективности использования энергии источника почти на порядок превосходит зеркала Гебеля и более чем в 5 раз – зеркала на основе эффекта полного внешнего отражения.

## Введение

Источники рентгеновского излучения, в основе принципа работы которых лежит генерация рентгеновского излучения при рассеянии световых квантов на релятивистских электронных пучках, так называемый эффект обратного комптоновского рассеяния, имеют ряд достоинств по сравнению с лабораторными и синхротронными источниками рентгеновского излучения. Как и в синхротронном источнике, излучение распространяется в довольно узком телесном угле, что обеспечивает высокую яркость источника. Ширина спектра составляет несколько килоэлектронвольт а сам спектр может смещаться по энергетической шкале путем изменения энергии релятивистских электронов в рассеивающем пучке. Более того, с приближением энергии фотонов к сотне килоэлектронвольт, источники на основе обратного комптоновского рассеяния по интенсивности излучения превосходят даже синхротроны последнего поколения. При этом по размерам, цене и стоимости содержания источник скорее приближается к лабораторному, нежели синхротронному источнику.

По сравнению с рентгеновскими трубками последнего поколения этот источник на несколько порядков ярче. Указанные преимущества делают источники на основе обратного эффекта Комптона крайне перспективными. В частности, в настоящее время в Европе, Юго-Восточной Азии и России разрабатываются, или планируется строительство таких источников [1].

И если теоретическим основам и отдельным элементам источника уделяется довольно много внимания [2], то проблеме эффективности управления пучками (фокусировка, коллимация, отклонение) такого источника посвящено не так много исследований. Нам известна только одна работа, где эта проблема изучается [3]. Проблема вытекает из ряда особенностей источника. Во-первых, у такого источника наблюдается существенная зависимость энергии рентгеновских фотонов от угла наблюдения. Причем дисперсия значительная, в пределах довольно узкой, порядка  $1^\circ$ , угловой ширины пучка энергия изменяется в несколько раз. Характерный вид зависимости энергии кванта рентгеновского излучения от угла приведен на рис. 1, а [3] и выражается как

$$E(\theta) = \frac{E_{max}}{1 + \frac{\lambda_0}{4hc} E_{max} \theta^2}. \quad (1)$$

Во-вторых, как отмечается в ряде работ, например, [4], из-за углового разброса сфокусированных в зоне взаимодействия электронного и лазерного пучков возникает разброс по энергии генерируемых рентгеновских квантов. Иными словами, в заданном направлении генерируется не строго монохроматический пучок, а пучок со спектральной шириной около 3% [3]. Этот эффект, в частности, приводит к тому, что при использовании для управления пучками многослойных рентгеновских зеркал их спектральная селективность не должна быть лучше 3%, так как в противном случае часть пучка не будет отражена от многослойного зеркала.

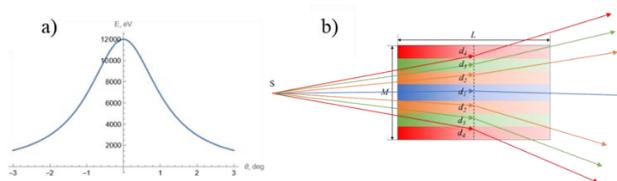


Рис. 1. Зависимость энергии кванта от угла излучения для источника на основе эффекта обратного комптоновского рассеивания (а) и схема отражения излучения источника на основе обратного комптоновского рассеивания от многострипового плоского зеркала (б)

Очевидно, что эти особенности не позволяют эффективно использовать обычные многослойные рентгеновские зеркала с постоянным периодом. Возможным решением данной проблемы могли бы стать зеркала с переменным периодом, хорошо зарекомендовавшие себя при управлении монохроматическими пучками, так называемые зеркала Гебеля [5].

Однако если изменение периода на масштабах длины зеркала ( $L$  на рис. 1, б) не является проблемой в случае, когда длина зеркала составляет сотни миллиметров, то в перпендикулярном направлении ( $M$  на рис. 1, б) требуется реализовать такое же изменение периода на масштабах порядка единиц миллиметров, чего невозможно добиться напрямую, применяя метод магнетронного напыления.

В данной работе рассматривается возможный вариант решения проблемы низкой эффективности многослойных зеркал типа Гебеля при работе с источниками на основе обратного комптоновского рассеяния. Предлагается так называемый многостриповый подход. Первоочередной задачей данной работы стала разработка методики расчета периодов много-

стриповых зеркал, а также сравнение коэффициентов отражения гебелевских, многостриповых и зеркал на основе эффекта полного внешнего отражения.

## Результаты

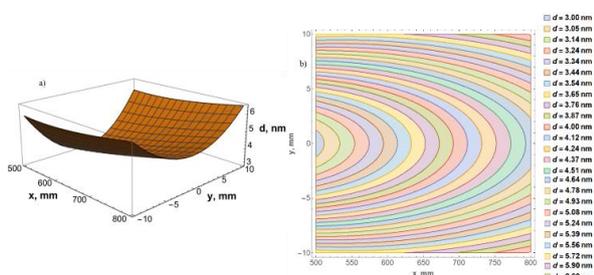
В результате работы были получены аналитические соотношения для расчета углов скольжения и комптоновских углов на зеркале:

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{H}{\sqrt{x^2+y^2+H^2}}\right), \quad (2)$$

$$\Delta\theta_c = \arccos\left(\frac{650x+H^2}{\sqrt{650^2+H^2}\sqrt{x^2+y^2+H^2}}\right). \quad (3)$$

Зная эти углы, не составляет труда рассчитать энергию падающего излучения по формуле (1), и соответственно период в каждой точке зеркала.

Для первого порядка отражения, представляющего практический интерес, двумерное распределение периода приведено на рис. 2, а, а зоны постоянного периода, представляющие собой горизонтальные сечения рис. 2, а, – на рис. 2, б.



**Рис. 2.** Значения периода в каждой точке плоскости зеркала (а) и зоны постоянного периода с шириной полосы пропускания 3% (б)

Полученное распределение позволяет точно вычислить значения периодов в каждой точке зеркала. Однако создание зеркал с таким распределением в рамках современных методов напыления многослойных зеркал выглядит проблематичным из-за сильно различающихся градиентов периода в продольном и поперечном направлении. Решением данной проблемы может стать нанесение многостриповых зеркал, либо с одномерным градиентом периода, по аналогии с зеркалами Гебеля, по схеме, приведенной на рис. 1, либо с постоянным периодом, в пределах стрипа (рис. 2, б), что кажется проще в реализации.

Критерием целесообразности создания многостриповых зеркал может служить сравнение коэффициентов отражения, а также соотношение полной излучаемой источником мощности и отраженной для

гебелевских, многостриповых и зеркал на основе полного внешнего отражения (ПВО). Сравнение коэффициентов отражения зеркал позволяет говорить о том, что система из двух скрещенных зеркал Гебеля уступит системе многостриповых зеркал в 6,4 раза по эффективности, а система из двух Pt-зеркал ПВО – в 17 раз.

## Выводы

В работе проведен критический анализ использования зеркальных оптических элементов для источника рентгеновского излучения, работающего на эффекте обратного комптоновского рассеяния. Для повышения эффективности отражательных систем предлагается использовать многостриповые многослойные зеркала. Найдены аналитические соотношения для углов падения и комптоновских углов на плоском зеркале. Получено распределение локальных значений периода плоских многослойных зеркал при их использовании с источниками на основе обратного эффекта Комптона. Проведено теоретическое сравнение эффективности отражения многостриповых зеркал с существующими.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. P. Cardarelli, A. Bacci, R. Calandrino, F. Canella, R. Castriconi, S. Cialdi, A. Del Vecchio, F. di Franco, I. Drebot, M. Gambaccini, D. Giannotti, A. Loria, G. Mettievier, G. Paternò, V. Petrillo, M. Rossetti Conti, P. Russo, A. Sarno, E. Suerra, A. Taibi, L. Serafini. BriXS, a new X-ray inverse Compton source for medical applications // *Physica Medica*. 2020. Vol. 77. <https://www.mdpi.com/2076-3417/13/2/752>.
2. Musát, V.; Latina, A.; D'Auria, G. A. High-Energy and High-Intensity Inverse Compton Scattering Source Based on CompactLight Technology // *Photonics*. 2022. 9. 308. <https://doi.org/10.3390/photonics9050308>.
3. M. M. Barysheva, et al. // *Quantum Electron*. 2020. 50. 401.
4. B. Hornberger, J. Kasahara, M. Gifford, R. Ruth, R. Loewen // *Proc. SPIE*, 11110, 1111003 (2019). DOI: 10.1117/12.2527356.
5. R. Manfred, H. Schuster, Lutz Goebel, D. Bruegemann, F. Bahr, Carsten Burgaezy, Michael Michaelsen, P. Stoermer, Reiner Ricardo, Dietsch, Thomas Holz, and Hermann Mai. Laterally graded multilayer optics for x-ray analysis // *Proc. SPIE*. 3767, EUV, X-Ray, and Neutron Optics and Sources. (23 November 1999); <https://doi.org/10.1117/12.371116>.

# Спектрограф для диапазона 6–20 нм

С. С. Морозов\*, С. А. Гарахин, И. В. Малышев, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*morozov\_sv@ipmras.ru

В рамках работы создается компактный спектрограф с диаметром рабочей камеры порядка 350 мм для спектрального диапазона 6–20 нм. Прибор построен на базе схемы, состоящей из фокусирующего многослойного рентгеновского зеркала, VLS-решетки с центральным значением плотности штрихов 1000 шт./мм и 2D-детектора. Спектрограф позволяет проводить оперативную съемку спектров источников рентгеновского излучения за счет отсутствия подвижных элементов. В работе представлен расчет схемы спектрографа.

## Введение

Компактный спектрограф высокого разрешения позволит решать ряд задач, связанных со спектрометрией в лабораторных условиях. Основным элементом такого спектрографа является сферическая VLS-решетка (Variable Line Spacing). Оптические элементы такого типа используются в малогабаритных приборах, поскольку фокусирующие свойства VLS-решеток позволяют уменьшить количество оптических элементов в схеме.

Однако использование подобной VLS-решетки связано с рядом трудностей. В частности, поскольку точное соблюдение условий фокусировки возможно только на одной длине волны, фокальная кривая может существенно отличаться от задающей плоскости детектора.

Первые работы по созданию спектрографов подобного типа были опубликованы Т. Харадой [1, 2]. В них использовалась сферическая VLS-решетка с центральной частотой штрихов  $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$  и радиусом кривизны  $R = 5649 \text{ мм}$ . Более современные варианты схем спектрографов на основе VLS-решетки описаны, например, в [3, 4].

Известно, что в случае VLS-решеток классическим подходом является разложение частоты штрихов в ряд по степеням  $y$ :

$$p(y) = p_0 + p_1 y + p_2 y^2 + p_3 y^3, \quad (1)$$

где  $y$  – направление, перпендикулярное штрихам решетки;  $p_0$  обозначает частоту штрихов в центре апертуры решетки;  $p_1$  определяет спектральную фокальную кривую;  $p_2$  и  $p_3$  служат для компенсации сферических aberrаций.

Далее вводится функция оптической длины пути

$$F = l_1 + l_2 + m\lambda n(y), \quad (2)$$

$l_1, l_2$  – расстояния от источника до центра решетки и от решетки до изображения соответственно,  $m$  – порядок дифракции. Раскладывая  $F$  в ряд по  $y$  и применяя принцип Ферма, можем получить следующие соотношения для  $p_0 \dots p_3$ :

$$\cos\varphi - \cos\psi = m\lambda p_0, \quad (3)$$

$$\frac{\sin^2\varphi}{r} - \frac{\sin\varphi}{R} + \frac{\sin^2\psi}{r'_h} - \frac{\sin\psi}{R} = m\lambda p_1, \quad (4)$$

$$\frac{3}{2} \left[ \cos\varphi \left( \frac{\sin^2\varphi}{r} - \frac{\sin\varphi}{R} \right) - \cos\psi \left( \frac{\sin^2\psi}{r'} - \frac{\sin\psi}{R} \right) \right] + \frac{1}{2R^2} \left( \frac{1}{r} - \frac{\sin\varphi}{R} + \frac{1}{r'} - \frac{\sin\psi}{R} \right) = -m\lambda p_2, \quad (5)$$

$$2 \left[ \left( \frac{\cos\varphi}{r} \right)^2 \left( \frac{\sin^2\varphi}{r} - \frac{\sin\varphi}{R} \right) + \left( \frac{\cos\psi}{r'} \right)^2 \left( \frac{\sin^2\psi}{r'} - \frac{\sin\psi}{R} \right) \right] - \frac{1}{2r} \left( \frac{\sin^2\varphi}{r} - \frac{\sin\varphi}{R} \right)^2 - \frac{1}{2r'} \left( \frac{\sin^2\psi}{r'} - \frac{\sin\psi}{R} \right)^2 = m\lambda p_3. \quad (6)$$

В приведенных соотношениях  $r$  – расстояние от источника до решетки,  $r'$  – расстояние до фокуса,  $R$  – радиус кривизны решетки,  $\psi$  – угол дифракции,  $\varphi$  – скользкий угол.

Схема разрабатываемого спектрографа приведена на рис. 1.

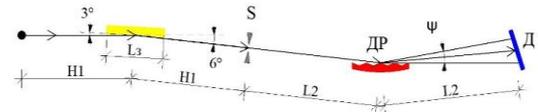


Рис. 1. Схема спектрографа

Основные параметры спектрографа: рабочий диапазон 6–20 нм, спектральное разрешение при щели 10 мкм 0,015 нм, радиус кривизны зеркала и решетки 712,5 мм, нулевой угол 3°, средняя плотность штрихов 1000  $\text{мм}^{-1}$ . В окрестности 13 нм энергетическое разрешение составит около 0,10 эВ.  $H1 = 60 \text{ мм}$ ,  $L2 = 70 \text{ мм}$ ,  $L3 = 40 \text{ мм}$ , длина ДР = 30 мм,  $m = 1$ .

## Результаты

Расчет коэффициентов  $p_0 \dots p_3$  проводился при помощи соотношений (3)–(6) при условии фиксации угла скольжения  $\varphi = 6^\circ$ . Итоговая зависимость частоты штрихов от координаты решетки показана на рис. 2.

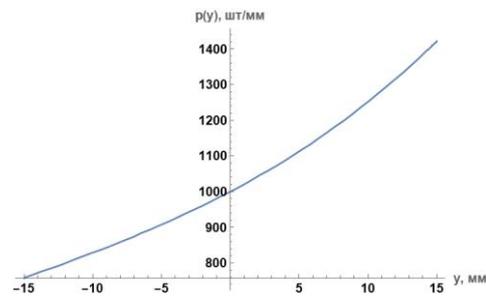


Рис. 2. Частота штрихов VLS-решетки

При найденной зависимости частоты штрихов, на данный момент, удается добиться формы спектральной фокальной кривой, которая показана на рис. 3.

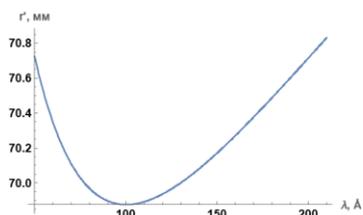


Рис. 3. Спектральная фокальная кривая

Из рис. 3 видно, что ближе к краям диапазона 60–200 Å, смещение фокусного расстояния от 70 мм составляет не более сотен микрометров. На рис. 4 представлено сравнение фокусных расстояний монохроматора и расстояния до плоскости детектора.



Рис. 4. Фокальная кривая в сравнении с расстоянием до плоскости детектора

Полученные данные позволяют также рассчитать размер пятна фокусировки на детекторе, это показано на рис. 5.

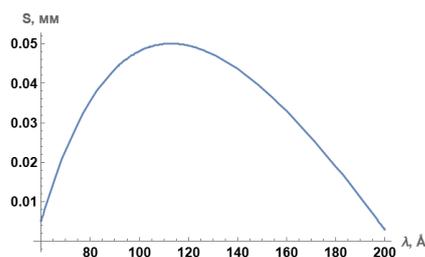


Рис. 5. Размер пятна на детекторе

Учитывая, что размер пикселя детектора составляет порядка 6,5 мкм, можно заключить, что фокусирующие свойства системы на данном этапе недостаточны. Кроме того из вида зависимости на рис. 5 очевидно, что расфокусировка принимает близкие к наибольшим значениям в центре диапазона  $\sim 13$  нм, что так же означает, что схема требует доработки.

## Выводы

На данном этапе работы при помощи моделирования продемонстрирована возможность создания компактного спектрографа на основе сферической VLS-решетки. Последующая работа предполагает дальнейшую оптимизацию параметров решетки и всей схемы для достижения минимального размера фокусного пятна, а также создание спектрографа.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20108.

## Литература

1. T. Kita, T. Harada, N. Nakano, H. Kuroda // Appl. Opt., 22 (4), 512 (1983).
2. N. Nakano, H. Kuroda, T. Kita, T. Harada // Appl. Opt., 23 (14), 2386 (1984).
3. А. О. Колесников, Е. А. Вишняков, А. Н. Шатохин, Е. Н. Рагозин. VLS-спектрометр с плоским полем на область длин волн 50–275 Å // Квантовая электроника. (2019). 49:11. 1054–1058 [Quantum Electron., 49:11. 1054–1058. (2019)].
4. Е. А. Вишняков, А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин, А. Н. Шатохин. VLS-спектрографы с плоским полем для мягкого рентгеновского излучения // Квантовая электроника. (2016). 46:10. 953–960 [Quantum Electron., 46:10. 953–960 (2016)].

# Высокочастотные рентгеновские дифракционные Si-решетки с малым углом блеска: отработка технологии изготовления

Д. В. Мохов<sup>1\*</sup>, Т. Н. Березовская<sup>1</sup>, Е. В. Пирогов<sup>1</sup>, К. Ю. Шубина<sup>1</sup>, Н. Д. Прасолов<sup>2</sup>, М. В. Зорина<sup>3</sup>, С. А. Гарахин<sup>3</sup>, Н. И. Чхало<sup>3</sup>, Л. И. Горай<sup>1,4,5,6</sup>, А. Д. Буравлев<sup>2,4,5,6</sup>

<sup>1</sup>Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, 194021

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

<sup>3</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>4</sup>Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 190103

<sup>5</sup>СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 19702

<sup>6</sup>Университет при МПА ЕврАзЭС, Санкт-Петербург, 194044

\*dm\_mokhov@rambler.ru

Высокочастотные рентгеновские дифракционные решетки с плотностью штрихов  $2500 \text{ мм}^{-1}$  и малыми углами блеска ( $\leq 1,8^\circ$ ) были изготовлены на пластинах Si(111) $1,8^\circ$  с использованием электронно-лучевой литографии и жидкостного анизотропного травления. В процессе изготовления решеток с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ) и АСМ контролировались профиль штрихов и шероховатость. Многослойное Mo/Be-покрытие для длины волны 11,3 нм наносилось магнетронным напылением.

Высокую эффективность в ЭУФ, мягком и, особенно, жестком рентгеновских (МР и ЖР) диапазонах могут обеспечить дифракционные решетки со сверхмалыми углами блеска  $\alpha$  (углами наклона отражающих граней). В работе [1] было продемонстрировано получение низкочастотной решетки (постоянная решетки  $d = 10 \text{ мкм}$ ) с  $\alpha = 0,65^\circ$  и  $\alpha = 0,4^\circ$  путем анизотропного травления кремния (111) $1^\circ$ , причем изготовленные решетки имели большую изогнутость отражающей грани. В настоящей работе представлены результаты отработки технологии изготовления высокочастотной решетки (ВЧР) с  $d \approx 400 \text{ нм}$  на основе ранее разработанной нами технологии изготовления средне- и высокочастотных решеток с углами блеска  $3\text{--}4^\circ$  [2].

## Получение рисунка травильной маски и анизотропное травление канавок

Cr-маску на поверхности Si-подложки формировали техникой взрыва металлизации с однослойной ЭЛЛ-маской. Качество ЭЛЛ-маски определяет качество будущей решетки. ЭЛЛ-маска была записана в слое органического резиста электронным лучом с полями засветки размером  $6,3 \times 6,3 \text{ мкм}$  в литографической установке Vistec EBPG5000+ES. При записи ЭЛЛ-маски может возникать ститчинг (плохое совмещение) в местах сшивки полей засветки, проявляющееся в процессе изготовления как области без рисунка и/или со сбоем периода (рис. 1).

Для Si-решеток разного периода и с разным углом блеска важно подобрать оптимальную ширину Cr-полосок защитной маски (угол определяет глубину, а значит, длительность травления): слишком узкие не обеспечат защиту при травлении в КОН, а слишком широкие приведут к появлению широких Si-выступов и, как следствие, уменьшению длины отражающей грани. Для выбора ширины полос на трех фрагментах кремниевой пластины была сформирована однослойная ЭЛЛ-маска размерами  $15 \times 15 \text{ мм}$  при экспозиции 500, 600 и 700 у.е., на которую был напылен слой хрома толщиной 20 нм, и взорвана металлизация обработкой в диметилформамиде. Ширина Cr-полосок маски составила 126, 169 и 183 нм при экс-

позиции 500, 600 и 700 у.е. соответственно. Сцепление Cr-маски с Si во всех образцах оказалось хорошим: ни в одном из образцов после анизотропного травления в 20% растворе КОН Cr-маска не отвалилась. Cr-маска с образцов была удалена травлением в цериевом травителе. Нами была выбрана экспозиция 600 у.е., поскольку после травления в КОН у образца оказалась наименьшая ширина Si-выступов. Однако в некоторых местах сшивки полей наблюдались разрывы (отсутствие сплошного) рисунка из-за незасветки этих областей, что требует оптимизации режима записи.

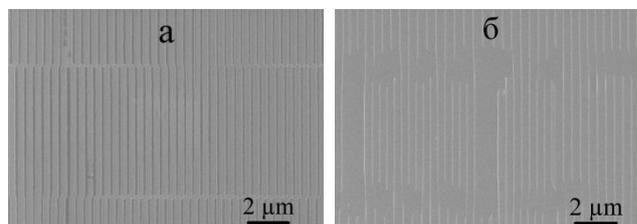


Рис. 1. РЭМ-изображения вида сверху решетки Sv-4-2 при увеличении 20 К: а – EBLL-маска; б – после травления в КОН и удаления выступов

Для отработки режима записи ЭЛЛ-маски, обеспечивающего как сплошность прилегания полей засветки друг к другу, так и отсутствие сбоя периода, а также для проверки воспроизводимости параметров маски и однородности травления на пластине была сформирована однослойная ЭЛЛ-маска при экспозиции 600 у.е. из трех квадратов размерами  $15 \times 15 \text{ мм}$ . Далее получена Cr-маска и выполнено анизотропное травление в КОН.

## Травление для сглаживания профиля

После анизотропного травления в КОН в результате бокового подтравливания кремния под защитной маской образуются кремниевые выступы на гребне треугольного профиля. Разработанный и оптимизированный нами для среднечастотных решеток способ удаления Si-выступов и полирования поверхности отражающей грани [3] применен для ВЧР: Si-выступы (высотой 26 нм, шириной 78 нм) на профиле

решетки с экспозицией 600 у.е. были удалены жидкостным травлением в сглаживающем-полирующем травителе. Контроль сглаживающего-полирующего травления выполнялся на основании вида сверху в растровой электронной микроскопии (РЭМ) (рис. 2) по ширине Si-выступов. Для характеристики решеток измерялись профиль штрихов и шероховатость в нескольких областях с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ).

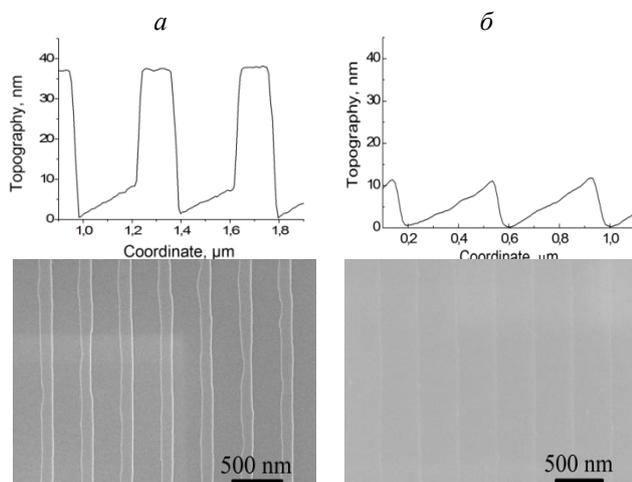


Рис. 2. АСМ-профиль и РЭМ-изображения 100 К поверхности решетки с экспозицией 600 у.е.: а – до удаления Si-выступов; б – Si-выступы удалены

Усредненные параметры изготовленных ВЧР с  $d \approx 400$  нм и глубиной штрихов  $h \approx 10$  нм приведены в таблице 1. На поверхности решетки Sv-4-2 присутствует множество областей со ститчингом (см. рис. 1), и параметры отражающей грани (длина  $l$  и СКО шероховатости Rms) не соответствуют минимальным требованиям к рентгеновской решетке:  $l \geq 0,75d$ ,  $Rms \leq 0,5$  нм ( $1 \times 1$  мкм), (табл. 1). Для характеристики гладкости отражающей поверхности рабочей грани мы используем дополнительно среднечастотную шероховатость (волнистость), измеряемую на длине 20 мкм вдоль штрихов.

Таблица 1. Усредненные параметры ВЧР

№ / экспозиция, у.е.	$h$ , нм	$\alpha$ , °	$l$ , нм	Rms, нм	
				$1 \times 1$ мкм	20 мкм
Sv-4-1 / 500	11	1,8	345	0,45	0,69
Sv-4-2 / 700	9	1,8	292	0,80	0,71
Sv-4-3 / 600	11	1,7	356	0,39	0,70

Результаты АСМ-диагностики решетки Sv-4-3 без отражающего покрытия приведены на рис. 3, с покрытием Mo/Be – на рис. 4.

### Нанесение отражающего покрытия

Изготовленные дифракционные решетки предназначены для работы в ЭУФ-диапазоне в классической оптической схеме при околонормальном падении излучения ( $0-8^\circ$ ) с длиной волны  $\lambda = 11,3$  нм. Для увеличения отражающей способности на решетки

Sv-4-1 и Sv-4-3 методом магнетронного напыления было нанесено отражающее покрытие Mo/Be с числом периодов 40, периодом  $\sim 5,7$  нм и толщиной слоев 2,25 нм и 3,45 нм соответственно. Как следует из данных АСМ (рис. 3 и 4), после нанесения многослойного покрытия на Sv-4-3 треугольный профиль штрихов практически не изменился, как и величина случайной шероховатости.

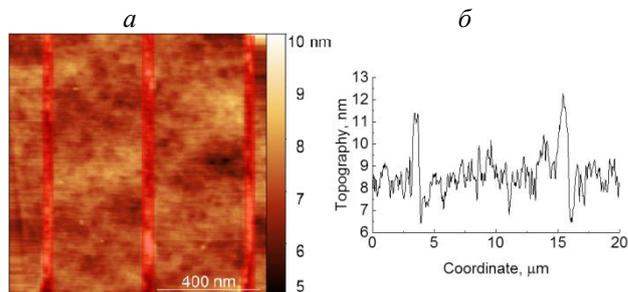


Рис. 3. АСМ-топография поверхности решетки Sv-4-3: а – Rms = 0,37 нм ( $1 \times 1$  мкм); б – Rms = 0,60 нм (20 мкм)

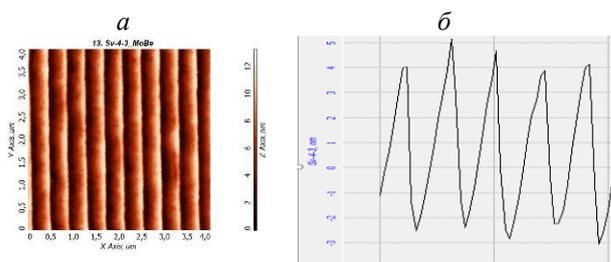


Рис. 4. Решетка Sv-4-3 с покрытием Mo/Be: а – АСМ-топография ( $10 \times 10$  мкм); б – АСМ-профиль (2 мкм)

### Заключение

Впервые изготовлена высокочастотная решетка с  $d \approx 400$  нм и малым углом блеска  $\sim 1,7^\circ$  с использованием электронно-лучевой литографии и только жидкостного анизотропного травления кремния. После нанесения 40 периодов Mo/Be-покрытия толщиной  $\sim 230$  нм решетка имеет близкий к идеальному треугольный несимметричный профиль штрихов с приемлемым значением шероховатости поверхности отражающей грани.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания FSRM-2023-0006.

### Литература

1. D. L. Voronov, P. Lum, P. Naulleau, E. M. Gullikson, A. V. Fedorov, and H. A. Padmore // Applied Physics Letters. 2016. 109. 043112.
2. Л. И. Горай, Т. Н. Березовская, Д. В. Мохов, В. А. Шаров, К. Ю. Шубина, Е. В. Пирогов, А. С. Дашков // ЖТФ. 2021. Т. 91, вып. 10. С. 1538–1547.
3. Д. В. Мохов, Т. Н. Березовская, К. Ю. Шубина, Е. В. Пирогов, А. В. Нашекин, В. А. Шаров, Л. И. Горай // ЖТФ. 2022. Т. 92, вып. 8. С. 1192–1198.

# Оптимизированное вставное устройство для ЭУФ-литографии на источнике синхротронного излучения 4-го поколения

А. В. Мурзина<sup>1,2,\*</sup>, Я. В. Ракшун<sup>2</sup>, Ю. В. Хомяков<sup>2</sup>, В. А. Чернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

\*a.murzina@g.nsu.ru

В работе проведены оптимизация и количественное сравнение ондуляторов типа APPLE-II и Delta в режимах генерации пучков с линейной или круговой поляризацией в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне для применения в когерентной литографии.

ЭУФ-литография (экстремальная ультрафиолетовая литография) за годы своего развития зарекомендовала себя как эффективная и перспективная технология в области микроэлектроники. Она позволяет создавать компоненты с высокой точностью и плотностью компоновки, что соответствует современным трендам развития чипов.

Одним из источников ЭУФ-излучения для литографии могут являться накопители электронов (синхротроны). Основными достоинствами синхротронного излучения являются: высокая плотность потока, малая угловая расходимость, а также возможность получения спектрально-узких линий. Кроме того, современные источники СИ 4-го поколения, такие как строящийся ЦКП «СКИФ», имеют сверхнизкий эмиттанс (~100 пм·рад), следствием чего является малый размер источника [1]. Помимо этого, в России есть компетенции в такой критической для ЭУФ-литографии области, как высокоточная рентгеновская оптика. Используя оптику с большой числовой апертурой (NA~0,3) на станциях источников СИ 4-го поколения, можно добиться нанометрового про-

странственного и миллисекундного временного разрешения [2].

В рамках данной работы проведено количественное сравнение возможностей различных вариантов вставных устройств, в частности, ондуляторов типа APPLE-II и Delta при разных режимах работы по следующим параметрам: угловой расходимости, спектральным и мощностным характеристикам. Найдены оптимальные длины магнитных периодов с точки зрения максимизации интенсивности излучения, генерируемого в ЭУФ-диапазоне. Также оценено влияние когерентных свойств излучения.

## Литература

1. Е. Б. Левичев [и др.]. Проект создания синхротронного источника поколения 4+ ЦКП «СКИФ» в р.п. Кольцово Новосибирской области: общая информация и статус реализации // Технологическая инфраструктура сибирского кольцевого источника фотонов «СКИФ», 2022. Т. 1.

2. N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko. Current State and Prospects for the Development of X-Ray Lithography // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2023. Т. 17, no. 1. С. 307–316.

# Радиационное разложение приповерхностных слоев и тонких пленок под действием синхротронного излучения

С. В. Некипелов<sup>1,2,\*</sup>, О. В. Петрова<sup>1</sup>, Д. В. Сивков<sup>1</sup>, К. А. Бакина<sup>1</sup>, Р. Н. Скандаков<sup>1</sup>, В. О. Рутковский<sup>1</sup>, В. Н. Сивков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплесина, 4, Сыктывкар, 167928

<sup>2</sup>Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, 167000

\*NekipelovSV@mail.ru

В работе рассмотрено влияние синхротронного излучения на характер радиационного разложения неорганических соединений и биоорганических структур. В частности, показано, что разрушение пептидной связи в протеиновых структурах и характерная поглощенная доза, приводящая к разрушению данной связи, порядка нескольких мегагрей.

## Введение

Рентгеновская абсорбционная (Near Edge X-ray Absorption Fine Structure, NEXAFS) и фотоэлектронная (X-ray Photoelectron Spectroscopy, XPS) спектроскопия обеспечивают прямой доступ к занятым и незанятым электронным состояниям, т. е. к электронной структуре сложных систем, в том числе композиатам на основе биомолекулярных структур. Чтобы подробно и с высоким энергетическим разрешением исследовать их электронную структуру с помощью данных спектроскопических методов, объекты необходимо облучить потоком рентгеновских фотонов от источников синхротронного излучения (СИ), которые могут вызвать радиационное повреждение образцов при воздействии на них относительно высоких плотностей потока фотонов. При этом может происходить как изменение электронной структуры объектов исследования, связанное с частичным изменением характера межатомных взаимодействий внутри образцов, так и их частичное или полное разложение. И то, и другое отражается на рентгеновских спектрах NEXAFS и XPS, в частности как в виде появления или исчезновения деталей спектров (пики, полосы), так и перераспределения спектральных интенсивностей. Следовательно, радиационное повреждение может быть ограничивающим фактором для исследования первичных (неискаженных) спектральных характеристик объектов, особенно для исследований с высоким энергетическим разрешением с использованием СИ. Влияние радиационного разложения на NEXAFS-спектры рассмотрено на примере неорганического поликристаллического  $\text{NaNO}_3$  и протеиновой структуры S-layer.

## Результаты

Эксперимент показал, что под действием высокоинтенсивного СИ происходит разложение исследуемых образцов, что проявляется в искажении тонкой структуры спектров поглощения. Информация о спектральных зависимостях абсолютных значений сечения поглощения  $\sigma(E)$  позволяет вычислять величину поглощенной дозы  $D$  (в греях) в любой момент времени, и соответственно в любой точке спектра в процессе сканирования:

$$D(\text{Гр}) = \int_0^t J \cdot \frac{\mu}{\rho} \cdot \hbar\omega \cdot dt = \frac{1}{V_E} \int_{E_1}^{E_2} J(E) \cdot \frac{\mu}{\rho}(E) \cdot E \cdot dE,$$

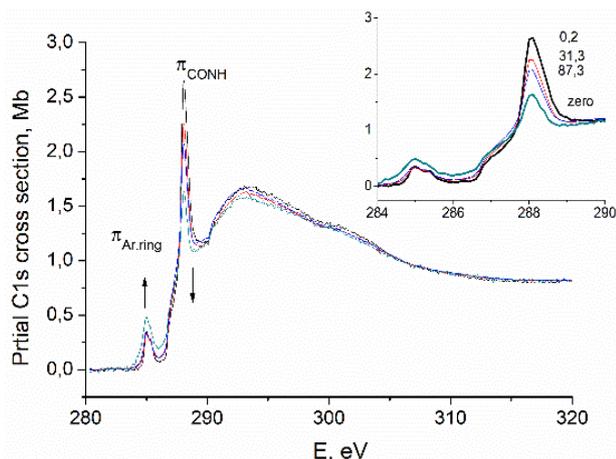
где  $E = \hbar\omega$  – энергия поглощенного кванта,  $t$  – время сканирования,  $J$  – интенсивность падающего излучения (фотон/(с·м<sup>2</sup>)),  $V_E$  – скорость сканирования,  $\mu/\rho$  – массовый коэффициент поглощения. В случае с S-layer который с сечением поглощения

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A \sigma(E)}{A_N + \sum \frac{n_i A_i}{n_N}},$$

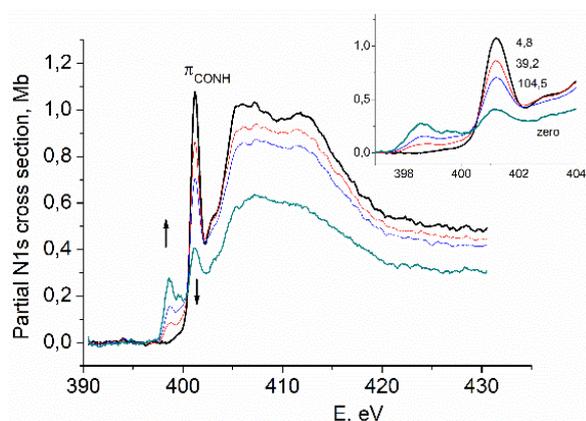
здесь  $N_A$  – число Авогадро,  $\sigma(E)$  – сечение поглощения S-layer, нормированное на один атом азота,  $A_i$  – атомный вес,  $n_i$  – число атомов в молекуле,  $n_i/n_N$  – доля других атомов в расчете на 1 атом азота (для S-layer это для атома С – 3,91; О – 1,22; Н – 7,7; S – 0,026). Данные формулы справедливы для тонких образцов, т. е. когда толщина поглотителя много меньше глубины проникновения излучения.

Абсолютные сечения поглощения были измерены методом полного электронного выхода (Total electron Yield – TEY) с использованием Ti-фильтра для подавленного монохроматического фона по методике, описанной в работах [1, 2]. Исследования проводились с использованием излучения Русско-Германского канала выхода и монохроматизации СИ на BESSY-II (г. Берлин, Германия).

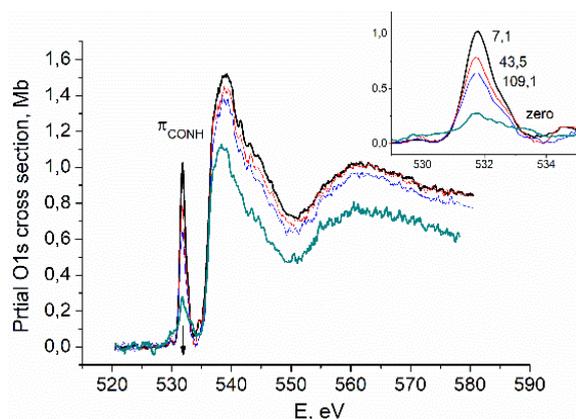
На рис. 1–4 представлены зависимости изменений парциальных сечений поглощения с увеличением дозы поглощенного излучения. Парциальные сечения для каждого атома получались путем вычитания из общего хода сечения поглощения экстраполированных вкладов других атомов. Как видно из представленных результатов, радиационное облучение приводит к существенным изменениям в спектрах поглощения. В частности, видно, что во всех спектрах происходит уменьшение пика, связанного с переходами 1s-электронов атомов углерода, азота и кислорода на соответствующую молекулярную орбиталь пептидной группы CNOH ( $\pi_{\text{CNOH}}$ -резонанс). Следует отметить, что после облучения S-layer в течение нескольких секунд интенсивным монохроматическим излучением в нулевом порядке дифракции в NEXAFS C1s-спектрах не исчезает полностью  $\pi_{\text{CNOH}}$ -резонанс. Это, вероятно, обусловлено тем, что в область этой полосы могут давать вклад рентгеновские переходы в других функциональных группах аминокислот, входящих в состав S-layer [1].



**Рис. 1.** Радиационные изменения в парциальных C1s-спектрах поглощения S-layer. Стрелками показана направленность изменения деталей спектра. На вставке указана доза (в мегагреях), накопленная S-layer на момент исследования формы  $\pi$ CNOH-резонанса



**Рис. 2.** Радиационные изменения в парциальных C1s-спектрах поглощения S-layer

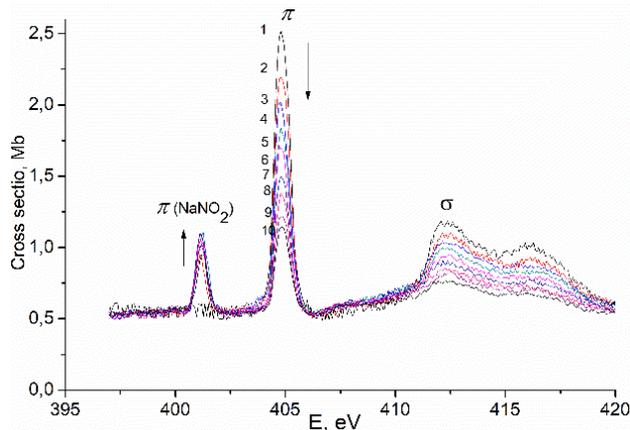


**Рис. 3.** Радиационные изменения в парциальных O1s-спектрах поглощения S-layer

Следует также отметить, что в N1s-и O1s-спектрах с увеличением дозы облучения происходит уменьшение сил осцилляторов в широком диапазоне энергий (общая сумма под соответствующими кривыми), что позволяет предположить, что после раз-

рушения пептидной связи участвующие в ней атомы азота и кислорода частично покидают поверхность образца. В то же время атомы углерода, в спектрах которых не наблюдается уменьшения общей силы осцилляторов, остаются в образце, образуя ароматические соединения, на что указывает рост пика в районе 285 эВ, обусловленного наличием бензольных производных в функциональных группах аминокислот в составе протеина.

Радиационному разложению подвержены не только биоорганические объекты, но и достаточно устойчивые к другим воздействиям неорганические соединения. На рис. 4 показано, как под действием излучения происходит разложение  $\text{NaNO}_3$  до  $\text{NaNO}_2$ .



**Рис. 4.** Радиационные изменения в N1s-спектрах поглощения  $\text{NaNO}_3$  в процессе облучения 0 мин (1 скан), 12 мин (2), 24 (3), 36 (4), 48 (5), 60 (6), 72 (7), 108 (8), 156 (9) и 180 мин (10)

## Выводы

Под действием СИ происходит: разрушение пептидной связи в протеиновых структурах; атомы азота и кислорода частично покидают поверхность S-layer; характерная поглощенная доза, приводящая к разрушению пептидной связи, порядка нескольких мегагрей; разложение  $\text{NaNO}_3$  до  $\text{NaNO}_2$ .

## Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках соглашения № 075-15-2021-1351 в части NEXAFS-спектроскопии.

## Литература

1. K. Kummer, V. N. Sivkov, D. V. Vyalikh, V. V. Maslyuk, A. Bluher, S. V. Nekipelov, T. Bredow, I. Mertig, M. Mertig, S. L. Molodtsov // Phys. Rev. B. 80. 155433. 2009.
2. Danil Sivkov, Olga Petrova, Alena Mingaleva, Anatoly Ob'edkov, Boris Kaverin, Sergey Gusev, Ilya Vilkov, Sergey Isaenko, Dmitriy Bogachuk, Roman Skandakov, Viktor Sivkov, Sergey Nekipelov // Nanomaterials. 10. 374. 2020.

# Расчетное и экспериментальное определение размеров лазерной искры в газоструйных мишенях

А. Н. Нечай, В. Е. Гусева, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В работе представлены экспериментальные данные по измерению геометрических размеров лазерной искры, излучающей в ЭУФ спектральном диапазоне на длине волны 11,25 нм. Для возбуждения искры использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, энергией импульса 0,8 Дж, длительностью импульса 5,2 нс. Исследовались различные газы: CO<sub>2</sub>, CHF<sub>3</sub>, Ar, Kr, Xe, проведены теоретические оценки размера получаемых искр.

## Введение

Лазерно-плазменные источники излучения экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) диапазона нашли широкое применение как в лабораторной технике, так и в промышленности. Для успешного применения данных источников излучения в различных устройствах необходимо знать основные характеристики, такие как эмиссионный спектр, интенсивность излучения и геометрический размер излучающей области.

В данной работе исследовался геометрический размер излучающей области искры, образованной при оптическом пробое газоструйной мишени импульсным лазерным излучением. Измерения проводились с помощью микроскопа работающего на длине волны 11,25 нм. Также были проведены теоретические оценки размеров излучающей области и сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

## Экспериментальная установка

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств газоструйных мишеней. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

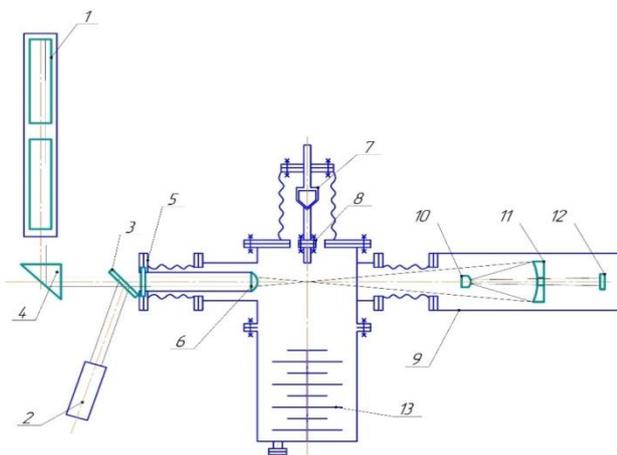


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (1 – лазер, 2 – приемник излучения, 3 – делительная пластинка, 4 – призма, 5 – входное окно, 6 – фокусирующая линза, 7 – клапан, 8 – сопло, 9 – ЭУФ-микроскоп, 10, 11 – рентгеновские зеркала, 12 – РСМ-500, 13 – ТМН)

Установка работает следующим образом. Излучение лазера 1 отклоняется призмой 4, проходит делительную пластинку 3 и фокусируется на струе газа с помощью линзы 6. Исследуемый газ, проходя через

клапан 8, истекает в камеру через сверхзвуковое коническое сопло 7. Воздействие лазерного излучения на струю газа вызывает пробой и образование плазмы, излучающей, в частности, в ЭУФ-диапазоне. Излучение плазмы детектируется с помощью ЭУФ-микроскопа 9.

Для возбуждения ЭУФ-излучения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1024 нм, длительностью импульса 5 нс и энергией импульса 0,4–0,8 Дж. Диаметр фокусного пятна составляет ~70 нм.

## Обсуждение результатов

Типичное изображение лазерной искры, получаемой при пробое газоструйной мишени на основе криптона, приведено на рис. 2. При этом давление криптона на входе в сопло составляло 8 бар, энергия лазерного импульса 0,8 Дж.

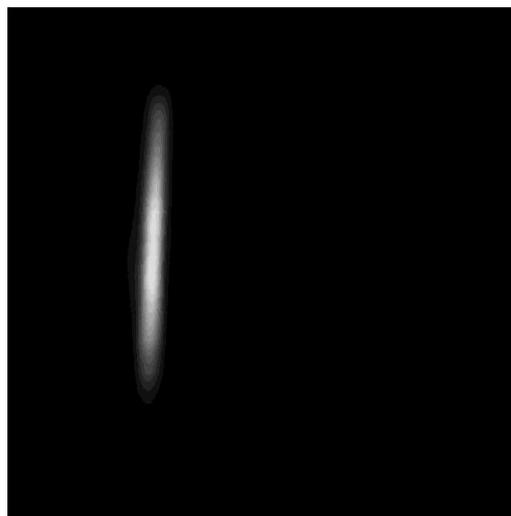
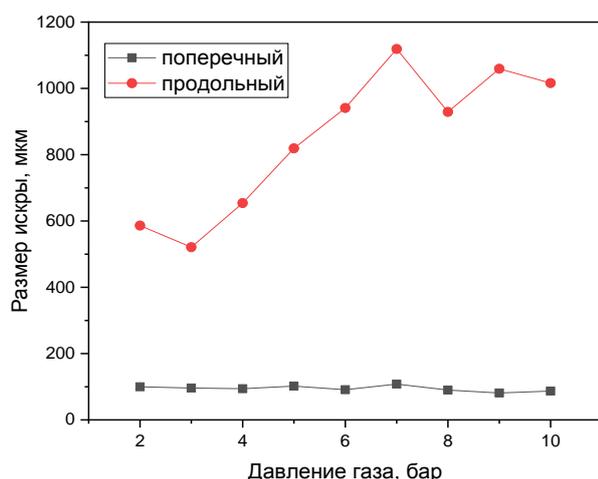


Рис. 2. Изображение искры, полученной на газоструйной мишени криптона при давлении 8 бар

На рисунке видна искра, лазерный луч направлен сверху вниз, газовая струя истекает из сопла, расположенного слева от лазерной искры.

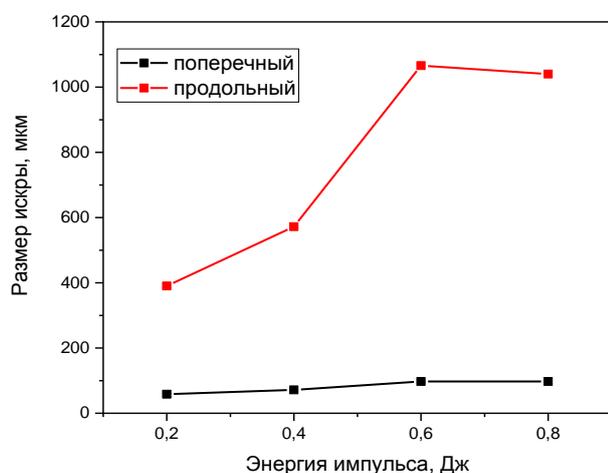
Видно, что искра сильно вытянута вдоль оси лазерного луча. Длина лазерной искры в основном определяется длительностью лазерного импульса, диаметр определяется энергосодержанием в объеме газа.

На рис. 3 приведены зависимости длины лазерной искры от давления газа вдоль и поперек распространения лазерного луча. Использовалась газовая мишень на основе криптона, энергия импульса составляла 0,8 Дж.



**Рис. 3.** Размер искры, полученной на газоструйной мишени криптона в зависимости от давления газа

Видно, что при увеличении давления газа поперечный размер искры остается практически неизменным, продольный же размер растет с выходом на насыщение. Неизменность поперечного размера свидетельствует о резком падении температуры плазмы и, соответственно, уменьшении эмиссионного излучения при выходе плазмы на некоторое расстояние за пределы фокусного пятна. Рост продольных размеров лазерной искры происходит из-за роста поглощения лазерного излучения в более плотной струе с выходом на насыщение, определяемое скоростью движения волны лазерной детонации [1].



**Рис. 4.** Размер искры, полученной на газоструйной мишени криптона в зависимости от энергии лазерного импульса

На рис. 4 приведены зависимости длины лазерной искры от энергии лазерного излучения вдоль и поперек распространения лазерного луча. Также использовалась газовая мишень на основе криптона, давление газа составляло 8 бар.

Видно, что при увеличении энергии лазерного импульса поперечный и продольный размеры искры увеличиваются с выходом на насыщение. Рост поперечного размера с ростом энергии лазерного импульса свидетельствует об увеличении расстояния, на которое проходит ударная волна, формирующаяся на боковой поверхности лазерной искры. Данное расстояние определяется энергией, поглощенной в лазерной искре. Рост продольных размеров лазерной искры также происходит за счет роста энерговыделения с ростом энергии лазерного импульса, и соответственно с ростом скорости движения волны лазерной детонации. Выход на насыщение определяется скоростью движения волны лазерной детонации [1].

Данные результаты находятся в согласии с теорией, разработанной Ю. П. Райзером и А. С. Зельдовичем [1].

### Выводы

В результате проделанной работы были получены зависимости геометрических размеров лазерной искры от давления газа на входе в сопло и энергии лазерного импульса.

Из полученных зависимостей были сделаны следующие выводы:

1. Для получения лазерной искры меньшей длины необходимо уменьшать длительность лазерного импульса.

2. Для получения лазерной искры большего диаметра необходимо увеличивать пятно фокусировки лазерного излучения, и соответственно энергию лазерного импульса.

### Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

### Литература

1. А. С. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.

# Использование станции «Космос» для измерения эмиссионных и абсорбционных спектров в мягком рентгеновском диапазоне

А. Д. Николенко<sup>1,2,\*</sup>, А. Д. Федоренко<sup>1,3</sup>, В. В. Забродский<sup>4</sup>

<sup>1</sup>ЦКП «СКИФ», Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, Никольский пр., 1, Кольцово, 630559

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им Г. И. Бункера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

<sup>3</sup>Институт неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090

<sup>4</sup>Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

\*A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Рассмотрено состояние работ по модернизации станции «Космос» на накопителе ВЭПП-4 для обеспечения возможности регистрации эмиссионных спектров. Описана аппаратура станции, используемая детектирующая система и приведены полученные спектры.

Метрологическая станция СИ «Космос» функционирует на накопителе ВЭПП-4 с 2007 года. Помимо метрологических измерений в ВУФ и МР диапазоне (10–5000 эВ), большим спросом пользуются работы по измерению тонкой структуры спектров пропускания и флуоресценции вблизи краев химических элементов, находящихся в МР-диапазоне.

## Оптическая схема монохроматора

Монохроматор на основе кристаллов Si (111) позволяет в рутинном порядке проводить измерения в спектральном диапазоне 2000–10000 эВ. Геометрия монохроматора аналогична геометрии стандартного «Channel cut monochromator». Кристаллы закреплены на едином основании, которое, в свою очередь, установлено на гониометре. Один из кристаллов имеет собственную подстройку по углу в пределах  $\pm 3^\circ$ , что позволяет его подстраивать для точной настройки параллельности кристаллографических плоскостей, а также для измерения кривых качания. Второй кристалл монохроматора развернут вокруг оси, нормальной к рабочей поверхности на  $180^\circ$ , в связи с чем направление луча полного внешнего отражения отличается от направления монохроматического луча на  $1,8^\circ$  и легко подавляется колирующими щелями. В ходе сканирования во всем энергетическом диапазоне брэгговский угол может принимать значения от  $11$  до  $80^\circ$ , а выходной пучок претерпевает движение по вертикали на расстояние порядка 12 мм, поэтому в экспериментальном объеме предусмотрена автоматическая вертикальная подстройка как для образцов, так и для детекторов.

Для достижения диапазона более низких энергий (вплоть до 480 эВ) на станции реализована гибридная схема, включающая в себя органический кристалл КАР или RbAP и многослойное зеркало с периодом напыления, идентичным периоду кристалла. Первым спектральным элементом является многослойное зеркало, которое предотвращает радиационное повреждение органического кристалла. В этой оптической схеме реализована кинематика, обеспечивающая неподвижность выходного пучка [1]: многослойное зеркало и кристалл установлены каждый на своем гониометре, и кристалл имеет дополнительную степень свободы в виде линейного перемещения вдоль опти-

ческой оси выходящего луча. Благодаря относительно широкой кривой качания многослойного зеркала точности хода гониометров достаточно для сканирования по спектру без времязатратной процедуры подстройки угла. Поскольку технология изготовления кристаллов КАР и RbAP не позволяет реализовать ненулевой угол между поверхностью кристалла и кристаллографической плоскостью, оптическая схема дополняется рентгеновскими тонкопленочными фильтрами, подавляющими зеркальную низкоэнергетическую компоненту. Многослойные зеркала изготовлены в Институте физики микроструктур РАН.

## Многокомпонентный рентгеновский детектор

Для измерения полной интенсивности флуоресценции образца совместно с Физико-техническим институтом имени А. Ф. Иоффе был разработан и изготовлен прототип многокомпонентного рентгеновского детектора МРД. Поскольку флуоресценция не имеет угловой направленности и распространяется в телесный угол  $4\pi$ , была поставлена задача изготовления детектора с максимально возможным захватом телесного угла в геометрии обратного рассеяния. Детектор представляет собой пластину диаметром 86 мм, на которой расположены 20 чувствительных элементов типа ФДУК-100УВ [2], которые хорошо себя зарекомендовали в качестве детекторов МР-излучения. Чувствительные элементы используются в фотovoltaическом режиме и не предназначены для энергодисперсионных измерений, они используются для измерения полного потока флуоресцентных фотонов. В центре платы находится сквозное окно размером  $5 \times 10$  мм. Первичный монохроматический пучок проходит сквозь окно и попадает на образец. Детектор развернут чувствительной стороной к образцу (рис. 1) и измеряет флуоресценцию в геометрии обратного рассеяния.

Было проведено тестирование прототипа, подтвердившее работоспособность всех 20 чувствительных элементов. Тестирование проводилось на узком первичном монохроматическом пучке СИ (энергия фотонов 3000 эВ, размер пучка  $1 \times 1$  мм) путем сканирования детектором по двум координатам относительно этого пучка (рис. 2).

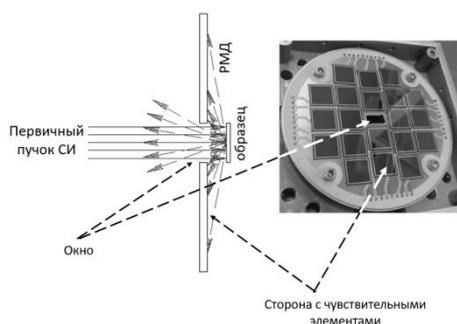


Рис. 1. Оптическая схема измерений и внешний вид платы чувствительных элементов прототипа РМД

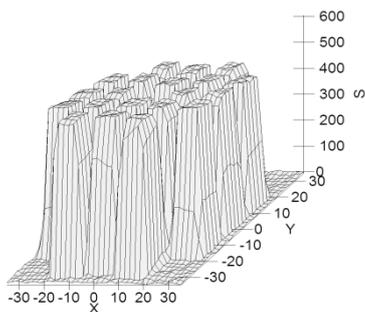


Рис. 2. Результаты тестирования прототипа детектора РМД. Прототип демонстрирует работоспособность всех 20 чувствительных элементов

### Экспериментальный объем

Экспериментальный объем имеет внутренние размеры  $800 \times 800 \times 800$  мм. В нем расположены три двухкоординатных манипулятора, реализованные на базе высоковакуумных линейных подвижек с ходом 150 мм. Первый манипулятор предназначен для передвижения детектором РМД, второй – для блока образцов, третий – для детектора типа ФДУК-100 УВ, позволяющего измерять спектральное пропускание образцов. На этом же манипуляторе смонтирован двухкоординатный детектор на базе ПЗС, позволяющий проводить настройки оптической системы. Программное обеспечение позволяет, в случае необходимости, производить автоматическую подстройку вертикальной координаты всех детекторов и образцов в ходе сканирования по спектру. Имеется возможность одновременного измерения как флуоресцентной компоненты, так и пропускания образца в ходе сканирования по энергии.

### Примеры полученных спектров

С использованием имеющейся аппаратуры был получен ряд спектров как в геометрии пропускания, так и флуоресценции. Качество получаемых спектров достаточно для применения методов XAFS-спектроскопии. На рис. 3 приведены примеры спектров, полученных пользователями станции для разных краев элементов.

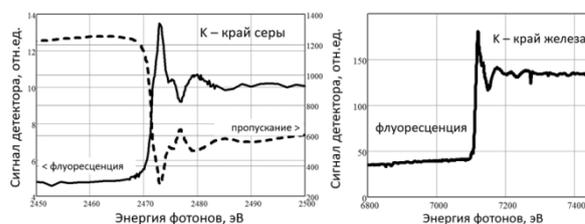


Рис. 3. Спектры пропускания и флуоресценции, полученные для К-краев железа и серы

### Спектрометр «Стеарат».

#### Измерение эмиссионных спектров

Для расширения возможностей станции ведется работа по установке на станцию спектрометра «Стеарат». Прибор был разработан в Институте неорганической химии СО РАН для измерения рентгеновских эмиссионных спектров с использованием рентгеновской трубки, входящей в состав спектрометра. В настоящей модификации спектрометр был доработан для установки на канал СИ. В качестве первичного пучка предполагается использовать «белый», «розовый», либо монохроматический пучок СИ. Возбуждающее первичное излучение попадает на подложку с образцом в камере образца. Характеристическое излучение изучаемого вещества проходит через узкую щель (0,5 мм) в камеру спектрометра, отражается от кристалл-анализатора и попадает в газовый пропорциональный счетчик. В основу оптической схемы спектрометра «Стеарат» положена схема фокусировки рентгеновских лучей по методу Иоганна с изогнутым кристаллом  $R = 500$  мм. Кинематика спектрометра представляет собой обращенную схему Сандстрема. Спектрометр обеспечивает автоматическую фокусировку рентгеновского излучения при сканировании во всем диапазоне углов от 18 до 75 градусов. При измерении спектров предполагается использовать кристаллы RbAP ( $2d = 25,8 \text{ \AA}$ ), ОНМ ( $2d = 63,5 \text{ \AA}$ ) и псевдокристаллы PbSt ( $2d = 100 \text{ \AA}$ ).

Как ожидается, первые эмиссионные спектры будут зарегистрированы в марте 2024 года.

### Благодарности

В части разработки прототипа детектора РМД и проведения его испытаний на пучке СИ работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания ЦКП «СКИФ» Института катализа СО РАН.

### Литература

1. П. С. Заверткин, Д. В. Ивлюшкин, М. Р. Машковцев, А. Д. Николенко и др. // Автометрия. 2019. Т. 55, № 2. С. 5–13. DOI: 10.15372/aut20190201.
2. Vladimir V. Zabrodsky, Pavel N. Aruev, Vladimir V. Filimonov, et al. // Proc. of SPIE. Vol. 8777 87770R-1.

# Двухзеркальный объектив Шварцшильда для исследования лазерной искры в ЛПИ

В. Е. Гусева, И. В. Малышев, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов\*, А. Е. Пестов, Д. Г. Реунов, Р. М. Смертин, М. Н. Торопов, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*perekalov@ipmras.ru

В работе описана конструкция, принципы работы и основные характеристики микроскопа для исследования эмиссионного излучения лазерной плазмы в ЭУФ спектральном диапазоне, работающего на длине волны 11,25 нм. Основной оптический элемент микроскопа – двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда с пятикратным увеличением. Многослойные рентгеновские зеркала в объективе изготовлены на основе Mo/Wc структуры. Проведена аттестация прибора и определено пространственное разрешение микроскопа, которое составило 3,9 мкм. Получены первые результаты по исследованию размеров лазерной искры в газоструйных мишенях.

В настоящее время проводятся активные исследования в области источников излучения в ЭУФ- и МР-диапазонах. Данные источники востребованы в целях ЭУФ-литографии, МР-микроскопии, рефлектометрии и в ряде других лабораторных приложений.

Наиболее перспективным типом источников МР и ЭУФ являются лазерно-плазменные источники (ЛПИ). Один из наиболее перспективных для ЭУФ-литографии источников – лазерно-плазменный источник с газоструйной мишенью ксенона, излучающий на длине волны 11,2 нм, впервые его использование предложено в работе [1]. Эмиссионные спектры лазерной плазмы ксенона и коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ЭУФ-излучения на длине волны 11,25 нм экспериментально изучены в [2, 3]. При проведении дополнительной оптимизации геометрических параметров источника на длине волны 11,25 нм для 2% спектральной полосы, при излучении в телесный угол  $2\pi$ , удалось получить коэффициент конверсии  $C_E = 3,9\%$  [4].

Большой интерес представляет непосредственная визуализация лазерной искры на длине волны 11,25 нм, которая позволит получить информацию о ее пространственной структуре и позволит расширить знания о физике взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. С практической точки зрения одна из ключевых характеристик источника, которую необходимо знать для проектирования источников ЭУФ-излучения – размер излучающей области. Стоит отметить, что визуализации лазерной искры и исследованию ее геометрических размеров посвящено сравнительно небольшое число работ.

В данной работе описывается конструкция, принципы работы и основные характеристики ЭУФ-микроскопа, работающего на длине волны 11,25 нм. Микроскоп позволяет получить изображение лазерно-плазменного источника ЭУФ-излучения с высоким пространственным разрешением при сравнительно небольших габаритах самого прибора. Также в работе описаны результаты первых экспериментов по получению изображения лазерной искры в газовой струе криптона и определению размеров излучающей области.

## Конструкция микроскопа

На рис. 1 представлена рентгенооптическая схема изготовленного ЭУФ-микроскопа.

Основным оптическим элементом микроскопа является двухзеркальный сферический объектив Шварцшильда. Объектив состоит из двух зеркал, вогнутого зеркала M1 и выпуклого зеркала M2. Расстояние между зеркалами, а также расстояния от зеркала M2 до наблюдаемого объекта и детектора указаны на рентгенооптической схеме на рис. 1. Радиусы кривизны поверхностей подложек зеркал M1 и M2 составляют 405,5 и 227 мм соответственно. Зеркала M1 и M2 жестко закреплены в объективе, а сам объектив жестко закреплен относительно вакуумного корпуса микроскопа. Расстояние между зеркалами M1 и M2, а также расстояние L2 в процессе работы прибора остаются постоянными. Для точной юстировки фокуса микроскопа (т. е. выставления значения L1, указанного на рис. 1) используется регулировочный сильфон. Присоединение микроскопа к вакуумной камере лазерно-плазменного источника осуществляется через фланец CF40.

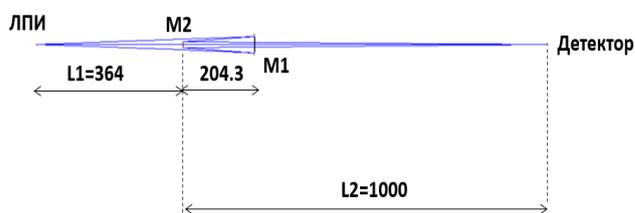
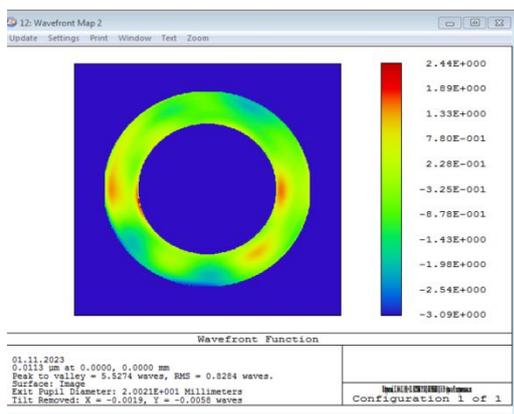


Рис. 1. Рентгенооптическая схема ЭУФ-микроскопа. M1 и M2 – вогнутое и выпуклое МРЗ, L1 – расстояние от лазерной искры до зеркала M2, L2 – расстояние от зеркала M2 до детектора

Подложки для рентгеновских зеркал были изготовлены из плавленого кварца. Коррекция формы поверхностей подложек проводилась методами химико-механической полировки, а на финальной стадии – ионно-пучковой полировки.

На рис. 2. изображена карта аббераций волнового фронта двухзеркального объектива Шварцшильда в сборе после проведения финальной коррекции формы поверхностей подложек. Измерение карты проводилось с помощью интерферометра с дифракционной волной сравнения на основе одномодового оптического волокна. По полученной карте среднеквадратичное отклонение формы волнового фронта от сферической составило  $RMS = 9,36$  нм, при этом  $PV = 62,46$  нм.



**Рис. 2.** Карта aberrаций волнового фронта двухзеркального объектива Шварцшильда в сборе

На основе измеренной карты aberrаций волнового фронта объектива Шварцшильда с помощью программного пакета Zemax была рассчитана функция рассеяния точки для собранного двухзеркального объектива. Расчеты проводились для точечного монохроматического источника, излучающего на длине волны 11,25 нм, что соответствует рабочей длине волны микроскопа. В квадрат размером  $3 \times 3$  пикселя будет приходиться около 80% энергии, излучаемой точечным источником. Таким образом, можно ожидать, что с учетом aberrаций изготовленного объектива пространственное разрешение ЭУФ-микроскопа на длине волны 11,25 нм будет составлять примерно 3 пикселя детектора. С учетом размера пикселя детектора 6,5 мкм и пятикратного увеличения объектива получаем пространственное разрешение ЭУФ-микроскопа в плоскости изображения  $\approx 3,9$  мкм.

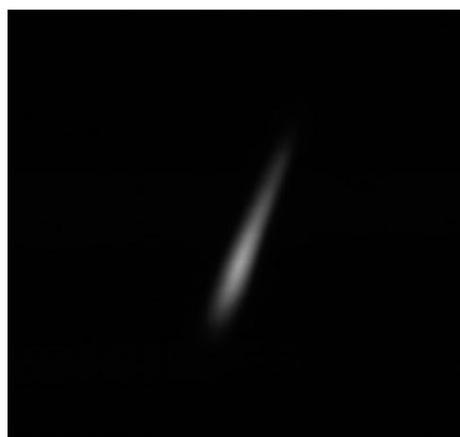
После проведения коррекции формы поверхностей подложек было проведено напыление многослойных рентгеновских зеркал на основе Mo/Be структуры. Для зеркала M1 период структуры составлял 5,66 нм (Mo – 2,3 нм / Be – 3,36 нм), число периодов 100. Для зеркала M2 период структуры составлял 5,65 нм (Mo – 2,3 нм / Be – 3,35 нм), число периодов 100. Коэффициенты отражения зеркал были измерены на лабораторном рефлектометре. Было получено, что при нормальном падении излучения максимум коэффициента отражения расположен на длине волны 11,25 нм и составляет  $R = 67\%$ .

Для снижения шумовой составляющей сигнала в корпус микроскопа устанавливались два многослойных тонкопленочных фильтра на основе структуры Mo/Be. Структура используемых фильтров была следующей: защитный слой  $\text{MoSi}_2$  толщиной 3 нм, 37 пар слоев Mo толщиной 2 нм/Be толщиной 2 нм, слой Mo – толщиной 2 нм, защитный слой  $\text{MoSi}_2$  толщиной 3 нм. Слои  $\text{MoSi}_2$  по внешним границам фильтра используются для защиты от окисления.

Для регистрации изображений используется КМОП матрица с размером чувствительной зоны  $13,3 \times 13,3$  мм и массивом пикселей  $2048 \times 2048$  штук. Размер пикселя детектора составляет  $6,5 \times 6,5$  мкм. С учетом пятикратного увеличения объектива Шварцшильда один пиксель соответствует области составляет  $1,3 \times 1,3$  мкм в плоскости объекта.

## Исследование лазерной искры

На рис. 3 представлено изображение лазерной искры в газоструйной мишени криптона, полученное с помощью ЭУФ-микроскопа. Формирование мишени осуществлялось при истечении газа в вакуумный объем через сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения 500 мкм. Давление газа на входе в сопло составляло 3 бар. Длительность возбуждающего лазерного импульса составляла 10 нс, энергия импульса 0,25 Дж. Время накопления сигнала детектором микроскопа 0,4 с.



**Рис. 3.** Изображение лазерной искры в газоструйной мишени криптона

По полученному изображению установлено, что искра имеет форму, близкую к цилиндрической, с осью, направленной вдоль лазерного луча. Размеры излучающей области лазерной искры: в направлении вдоль лазерного луча размер искры составил  $\approx 650$  мкм, в перпендикулярном направлении  $\approx 105$  мкм.

Таким образом, в ходе проведения работы получены следующие основные результаты:

1) Изготовлен и введен в эксплуатацию ЭУФ-микроскоп с пятикратным увеличением, размер поля зрения прибора  $2,6 \times 2,6$  мм, пространственное разрешение в плоскости образца 3,9 мкм.

2) Получено изображение лазерной искры в газоструйной мишени криптона на длине волны 11,25 нм и определены геометрические размеры искры.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20108.

## Литература

1. Chkhalo N. I., Salashchenko N. N. // AIP Advances. 2013. V. 3, № 8.
2. Holburg J. et al. // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 2019. V. 37, № 3. P. 031303.
3. Guseva V. E. et al. // Applied Physics B. 2023. V. 129, № 10. P. 155.
4. Kalmykov S. G., Butorin P. S., Sasin M. E. // Journal of Applied Physics. 2019. V. 126, № 10.

# Формирование подложек для коллимирующей КБ-системы методами ионно-пучкового травления

Е. И. Глушков, И. В. Малышев, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов\*, Н. Н. Салащенко, А. К. Чернышев, Н. И. Чхало, И. Э. Шевчук

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе описана процедура формирования подложек рентгеновских зеркал для коллимирующей системы Киркпатрика – Баеза. Предложена новая методика формирования параболического профиля поверхности узким ионным пучком при движении подложки относительно пучка с переменной скоростью. Была сформирована пара элементов с размахом высот 1,1 и 1,0 мкм, финишная коррекция формы малоразмерным ионным пучком обеспечила точность формы  $RMS < 2,0$  нм.

## Введение

Для проведения исследований пространственной когерентности излучения разрабатывается стенд на основе микрофокусной рентгеновской трубки. Расходящееся излучение рентгеновской трубки с диаметром источника порядка 50 мкм будет коллироваться двухзеркальной системой Киркпатрика – Байеза (КБ) и регистрироваться матричным 2D-детектором.

Для обеспечения требуемого выходного фронта рентгеновского излучения зеркала КБ-системы должны иметь форму параболического цилиндра с профилями поверхности, представленными на рис. 1.

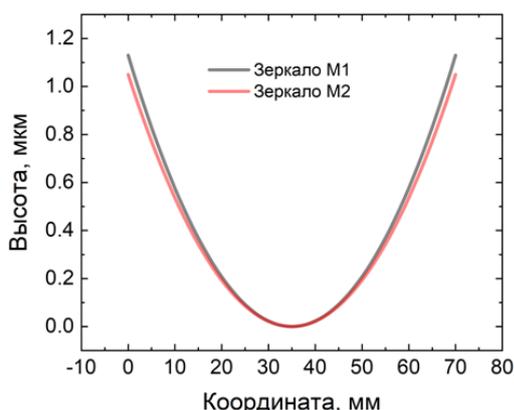


Рис. 1. Профиль поверхности зеркал КБ-системы

Как можно видеть, необходимо сформировать две поверхности с формой в виде параболического цилиндра с размахом высот  $PV_{M1} = 1,13$  мкм и  $PV_{M2} = 1,05$  мкм. Отклонение формы поверхности от расчетного профиля должна быть не хуже  $RMS = 2,0$  нм. Для реализации данной задачи было предложено использовать методику ионно-пучкового травления, обеспечивающую высокую точность обработки поверхности и минимальную шероховатость, необходимую для достижения высоких коэффициентов отражения рентгеновского излучения.

## Методика

Формирование параболического профиля производилось на установке ионно-пучкового травления [1] по схеме, представленной на рис. 2, с применением источника ускоренных ионов КЛАН-104М (типа Кауфман с «холодным» катодом) с квазипараллельным ионным пучком апертурой  $\varnothing 100$  мм.

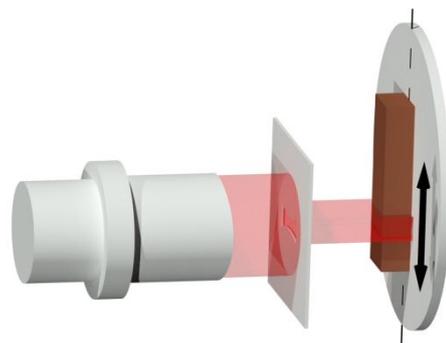


Рис. 2. Схема формирования параболического профиля

Профиль ионного пучка, которым производилась обработка поверхности, формировался с помощью диафрагмы в виде узкой щели. Подложка при этом перемещалась в поперечном относительно щели направлении с переменной скоростью. Закон изменения скорости перемещения заготовки описывался формулой:

$$v(z) = \frac{(z-z_c)^2}{1,39} + 200. \quad (1)$$

Для реализации метода была проведена модернизация управляющей электроники – была добавлена возможность изменять частоту следования импульсов на шаговый мотор в зависимости от координаты. Экран программы с загруженным законом движения, описываемым формулой (1), представлен на рис. 3.

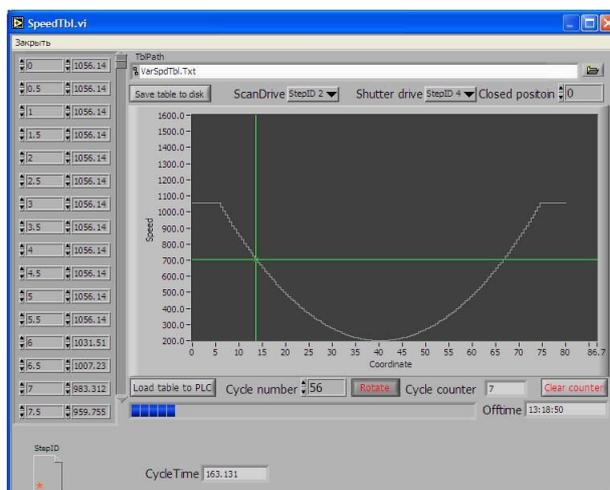


Рис. 3. Экран программы управления приводом перемещения детали

## Результаты

В качестве заготовок были использованы бруски размером  $70 \times 25 \times 30$  мм из полированного плавленного кварца. На первом этапе был проведен расчет сечения щели диафрагмы с учетом распределения ионного тока в пучке. Сечение диафрагмы представлено на рис. 4.



Рис. 4. Профиль поверхности зеркал КБ-системы

Щель вырезалась на высокоточном электроэрозионном станке, устанавливалась в рамочный держатель, который через штифтованный кронштейн крепится к основанию вакуумной камеры. Такая процедура обеспечивает точность установки диафрагмы относительно ионного пучка и столика гониометра не хуже 10 мкм. Травление производилось при следующих параметрах источника:  $U_{\text{уск}} = 1250$  В,  $I_{\text{ион}} = 100$  мА, один цикл перемещения образца относительно щели составлял  $t = 163$  с, всего было произведено 280 циклов, полное время травления составило чуть более 12 часов. На рис. 5 представлена карта поверхности подложки первичного зеркала (М1) и ее сечение.

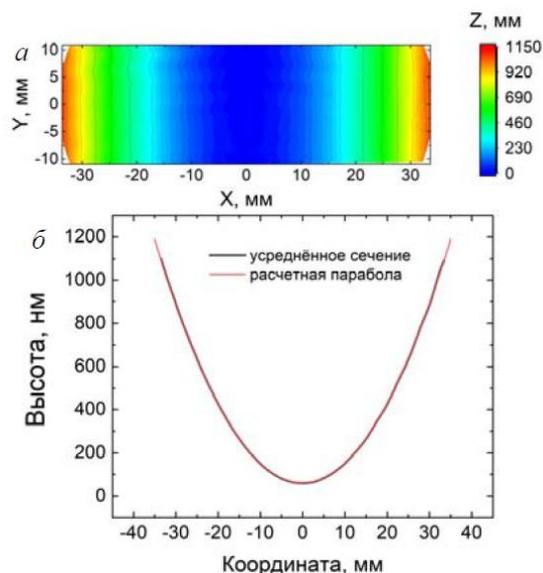


Рис. 5. Карта поверхности подложки зеркала М1 КБ-системы (а) и ее сечение в сравнении с расчетным профилем (б)

Как можно видеть, сечение сформированной поверхности с высокой точностью повторяет профиль расчетной параболы. Тем не менее ошибка формы

поверхности (отклонение реальной поверхности от расчетной) составила  $RMS = 12,1$  нм. Для доведения формы поверхности до требуемой точности использовалась методика коррекции формы малоразмерным ионным пучком [2], использовался источник с фокусирующим источником КЛАН-12М с размером пучка в области фокусировки порядка  $\varnothing 2$  мм,  $U_{\text{уск}} = 1250$  В,  $I_{\text{ион}} = 1,0$  мА. Было проведено три итерации с суммарным временем обработки поверхности 1 ч 20 мин, что позволило снизить ошибку формы до  $RMS = 1,3$  нм (рис. 6).

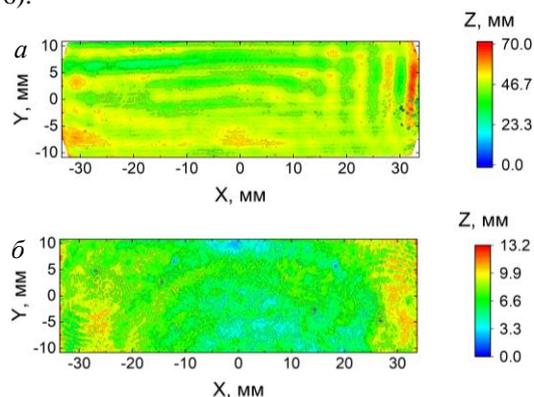


Рис. 6. Ошибки формы поверхности подложки зеркала М1 КБ-системы до коррекции (а) и после коррекции (б)

По аналогичной схеме была изготовлена подложка для второго зеркала М2 с глубиной параболического профиля 1,05 мкм, ошибка формы поверхности которой составила  $RMS = 1,7$  нм.

## Выводы

Методом ионно-пучкового травления сформированы подложки зеркал коллимирующей КБ-системы. Двухстадийная обработка квазипараллельным ионным пучком через щель с линейным перемещением детали с переменной скоростью и сфокусированным малоразмерным позволила реализовать параболический профиль с размахом высот более 1 мкм и отклонением формы поверхности от расчетной  $RMS < 2,0$  нм.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. N. I. Chkhalo, et al. // *Precis. Eng.* 2017. V. 48. P. 338–346.
2. И. Г. Забродин и др. // *ЖТФ.* 2020. Т. 90, вып. 11. С. 1922–1930.

# Методы метрологии крупногабаритных рентгеновских зеркал в субнанометровом диапазоне

Е. В. Петраков, Н. И. Чхало, Е. И. Глушков, А. К. Чернышев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В данной работе рассматривается методология измерений, обработки и анализа крупногабаритных плоских и асферических рентгеновских зеркал для синхротронов 4-го поколения. Основной причиной внимательного подхода к метрологии является рост требований к рентгеновским зеркалам, на сегодняшний день поверхность зеркала должна приближаться к критериям среднеквадратичного отклонения менее нанометра. Такие предельные характеристики ставят сложную задачу метрологии рентгеновских зеркал. В ходе исследований была создана платформа для сшивки, фильтрации и удаления эталонной поверхности из интерферометрических данных.

## Введение

Проблемой анализа крупногабаритных зеркал является превышение размера апертуры интерферометра, основного метода измерений зеркал. Поэтому зеркало измеряется покадрово и его необходимо перемещать относительно апертуры интерферометра, чтобы потом реконструировать топографию всей поверхности зеркала. Для того чтобы реконструировать всю поверхность рентгеновского зеркала, нами был реализован программный пакет, который на основе перекрывающихся субапертурных изображений создает составное топографическое изображение всей оптической поверхности с высоким пространственным разрешением, такая процедура в литературе называется сшивкой [1–2]. Нами предлагаются два метода сшивки для рентгеновских зеркал: прогрессивный метод сшивки субапертурных данных измерений [3] и метод матрицы перекрытий [4]. В случае присутствия на кадрах дифракционных колец разработан специальный высокочастотный фильтр, который позволяет избавиться от них. Природа появления колец – это дифракция эталонного и рабочего фронтов по ходу распространения на пылинках и различных дефектах оптических элементов.

## Результаты

Ошибки аппаратных функций эталонной поверхности или линейных искажений при сшивке увеличивают показатели поверхности, такие как среднеквадратическое отклонение (RMS) или перепад высот (PV). Поэтому нами разработана система фильтрации изображений (рис. 1), которая позволяет избавиться от интерферометрических данных от различных измерительных ошибок, таких как дифракционные кольца. Также нами разработана система удаления эталонной поверхности интерферометра. Тем самым мы минимизируем ошибки измерений рентгеновских зеркал до субнанометрового диапазона измерительной ошибки.

Теперь, переходя к метрологии крупногабаритных зеркал, перед процедурой последовательной сшивки реализуем вычет эталонной поверхности. Рассмотрим 6 кадров, снятых с интерферометра с шагом 13 мм, применим метод сшивки, реализованный при помощи матрицы перекрытий (рис. 2).

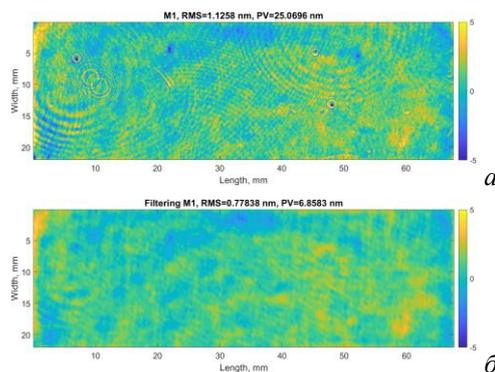


Рис. 1. Фильтрация изображений (а) при помощи высокочастотного фильтра (б)

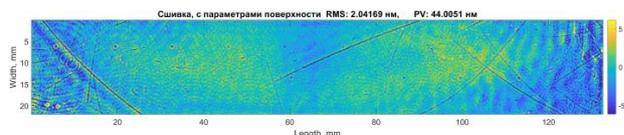


Рис. 2. Сшивка 6 кадров длиной 65 мм, снятых с шагом 13 мм

## Выводы

Был разработан программный пакет, позволяющий сшивать разными методами, фильтровать и аппроксимировать поверхности рентгеновских зеркал параболических и плоских крупногабаритных зеркал. При этом была проведена верификация результатов сшивки, а программа сшивки интегрирована в рабочий процесс отдела. Помимо этого был создан высокочастотный фильтр, который позволяет избавляться от дифракционных колец, вызванных дефектами оптических элементов и предложена первая модель вычета эталонной поверхности.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. Н. Yumoto, Н. Mimura, et al. // Nuc. Ins. & Meth. In Phys. Res. A616. 203–206 (2010).
2. L. Huang, T. Wang // Optics & Lasers in Engin. 124. 105795. (2019).
3. Н. Thiess, Н. Lasser // Nuc. Ins. & Meth. In Phys. Res. A616. 157–161 (2010).
4. К. Yamauchi, Н. Mimura et al. // Rev. of Scien. Ins. 73. 4028 (2002).

# Исследование влияния ионизирующего излучения на многослойные рентгеновские зеркала Be/Si/Al

Р. С. Плешков<sup>1,\*</sup>, В. К. Васильев<sup>2</sup>, С. Ю. Зуев<sup>1</sup>, Д. С. Королев<sup>2</sup>, В. Н. Полковников<sup>1</sup>, Н. И. Чхало<sup>1</sup>, П. А. Юнин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*pleshkov@ipmras.ru

В работе исследовано влияние тормозного гамма-излучения, нейтронов и ионов  $\text{He}^+$  на отражательную способность многослойных зеркал (МЗ) Be/Si/Al. Показано, что при облучении исследуемых образцов ионами  $\text{He}^+$  (энергией 100 кэВ), начиная с дозы  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , наблюдается заметное падение коэффициента отражения на длине волны 17,14 нм (при дозе  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  коэффициент отражения упал с 61% до 41%). При облучении исследуемых МЗ Be/Si/Al тормозным гамма-излучением (энергией 8 МэВ) с экспозиционными дозами 1 и 5 МР и нейтронами (энергией 0,1 МэВ) с экспозиционными дозами 1, 5 и  $10 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в них не появляется каких-либо радиационно-индуцированных структурных дефектов, и коэффициент отражения остается неизменным.

## Введение

Многослойные зеркала широко используются в оптических приборах астрономического и космического назначения. Исследование космоса связано с разработкой все более инновационной аппаратуры, способной выдерживать условия эксплуатации. В частности, новые миссии, такие как, например, SolarOrbiter [1], предусматривают приближение к Солнцу на экстремально близкое расстояние (удаленность в перигелии 0,28 а. е.) солнечных зондов с приборами, работающими в суровых условиях. В околоземном пространстве космические исследования все чаще проводятся с помощью более доступной для небольших исследовательских групп аппаратуры – небольших спутников формата CubeSat [2], в которых также возможно разместить телескоп, имеющий в своем составе многослойные зеркала. Во всех случаях воздействие выражается в облучении исследовательской аппаратуры частицами разных энергий (в основном электроны, протоны и альфа-частицы), а также характеризуется высокими температурами. В зависимости от энергии частицы, воздействующей на МЗ, дозы облучения и нагрева, возникающего в результате этого воздействия, в МЗ возможны различные микроструктурные изменения и, как следствие, деградация коэффициента отражения – одной из основных характеристик таких рентгенооптических элементов.

Интерес к многослойным рентгеновским зеркалам на основе бериллия и алюминия вызван как раз развитием работ в области диагностики лабораторной и солнечной плазмы [3, 4]. Требования к отражательным характеристикам МЗ в таких работах постоянно повышаются. Использование данных материалов в МЗ, оптимизированных под характерные для исследования плазмы длины волн, позволяет удовлетворить требованиям благодаря уникальным оптическим свойствам бериллия и алюминия [5]. На данный момент наиболее перспективным для работы на длине волны 17,1 нм (линия излучения иона FeIX, соответствующая температуре  $1,3 \cdot 10^6 \text{ К}$  одного из аномально нагретых слоев солнечной атмосферы) является МЗ Be/Al с барьерным слоем Si [6]. Так как толщины слоев в МЗ малы и составляют единицы и доли нанометров, а резкость интерфейсов критически влияет на

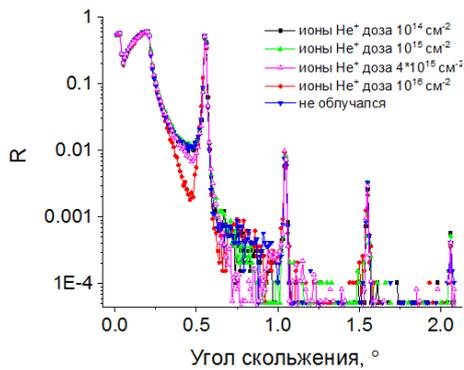
рентгенооптические характеристики зеркал, изучение стабильности данного типа МЗ к внешним факторам (временному, тепловому и радиационному воздействию), способным привести к деградации оптических и структурных свойств таких зеркал, используемых в том числе и в условиях космоса, представляется актуальным.

МЗ Be/Si/Al изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе ( $I = 0,6 \text{ А}$ ) в среде чистого Ag (99,999) при давлении  $\sim 0,1 \text{ Па}$ . Зеркала осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости  $\sim 0,2 \text{ нм}$ ) кремниевые пластины, применяемые в микроэлектронике. Структурные параметры зеркал определялись методом подгонки кривых отражения, снятых на длинах волн 0,154 нм и 17,1 нм с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting» [7]. Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO.

Облучение МЗ Be/Si/Al ионами  $\text{He}^+$  с энергией 100 кэВ и экспозиционными дозами 0,1, 1, 4 и  $10 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  проводилось на ионно-лучевой установке ИЛУ-200 (НИФТИ ННГУ). При облучении доза излучения набиралась путем повышения мощности источника, время экспозиции составило 8 минут, нагрев образцов при этом не превышал  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ . Давление в камере установки обеспечивалось порядка  $10^{-5} \text{ Па}$ . Перед облучением проводился расчет распределения выбитых атомов и строился профиль распределения имплантированных ионов  $\text{He}^+$  с применением программы SRIM.

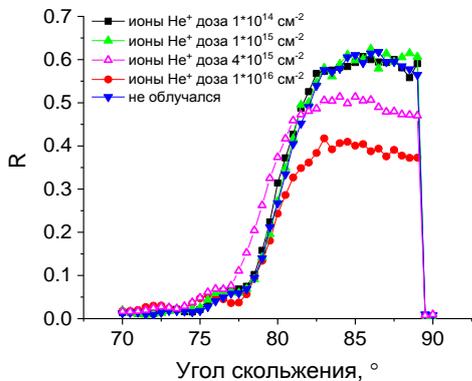
## Результаты

Период и индивидуальные толщины материалов исследуемых МЗ Be/Si/Al были выбраны в соответствии с условием максимизации коэффициента отражения ( $R$ ) на длине волны 17,1 нм, аналогично в [6]. Таким образом, период МЗ составил  $d = 8,6 \text{ нм}$ , количество периодов  $N = 60$ . Толщины Be, Si и Al составили 3,9, 1,2 и 3,5 нм соответственно. Для исследуемых образцов измерены угловые зависимости коэффициента отражения многослойных зеркал на длинах волн  $\lambda = 0,154 \text{ нм}$  (рис. 1) и  $\lambda = 17,1 \text{ нм}$  (рис. 2) до и после облучения.



**Рис. 1.** Измеренные угловые зависимости коэффициента отражения МЗ [Be/Si/Al]<sub>60</sub> на длине волны 0,154 нм до и после облучения ионами He<sup>+</sup> с энергией 100 кэВ и дозами 10<sup>14</sup>, 10<sup>15</sup>, 4·10<sup>15</sup> и 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>

Из сравнения кривых отражения, приведенных на рис. 1, видно, что заметные изменения начинают наблюдаться начиная с образца, облученного дозой 4·10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> (при 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> – максимальные изменения). При этом изменения видны на участках кривой отражения между областью критического угла и первого брэгговского пика и между первым и вторым пиками, что свидетельствует о структурных нарушениях вблизи верхней границы зеркала. При этом положение самих пиков и соотношение их высот не изменились. Это говорит о том, что облучение ионами He<sup>+</sup> не привело ни к изменению толщин слоев, ни к ухудшению резкости межслоевых границ в основном объеме МЗ.



**Рис. 2.** Измеренные угловые зависимости коэффициента отражения МЗ [Be/Si/Al]<sub>60</sub> на длине волны 17,1 нм до и после облучения ионами He<sup>+</sup> с энергией 100 кэВ и дозами 10<sup>14</sup>, 10<sup>15</sup>, 4·10<sup>15</sup> и 10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>

На рис. 2 видны аналогичные соответствия между дозами облучения и кривыми отражения, измеренными на длине волны 17,1 нм. В случае наибольшей дозы облучения коэффициент отражения исследуемого зеркала упал с 61% до 41%. Ввиду неизменности положения и соотношения высот брэгговских пиков на кривых отражения, снятых на длине волны жесткого рентгеновского излучения, и отсутствия на них признаков, соответствующих изменениям структуры

зеркала из-за отжига (как отмечено в [6]), сделан вывод, что такое падение отражения связано с увеличением поглощения внутри МЗ из-за внедрения в него большого количества атомов He и перемешивания слоев в его приповерхностной области.

Сделанный вывод был подтвержден с помощью одновременной подгонки кривых отражения, полученных на двух длинах волн (0,154 и 17,1 нм) и с использованием данных моделирования распределения выбитых атомов и профиля распределения имплантированных ионов в программе SRIM. При подгонке наилучшее согласование экспериментальных и модельных кривых наблюдается в случае, когда в модели задается 4 нарушенных верхних периода с толщинами слоев в них, отличающимися от толщин слоев в основной структуре зеркала, и задаются внедренные в каждый из слоев зеркала атомы He. Согласно данным моделирования в SRIM, наибольшая концентрация атомов He наблюдается вблизи Si подложки. При этом пик распределения имплантированных ионов лежит на глубине 700 нм, т. е. вне многослойного зеркала, суммарная толщина которого составляет около 500 нм. Также на картине распределения выбитых атомов присутствует область, представляющая собой конус рассеяния атомов в направлении противоположном бомбардирующим ионам He и с вершиной на глубине ~35 нм, что соответствует 4 периодам исследуемого МЗ. В число рассеянных таким образом атомов входят как атомы He, так и атомы материалов слоев зеркала.

Облучение МЗ Be/Si/Al тормозным гамма-излучением (энергией 8 МэВ) с экспозиционными дозами 1 и 5 МР и нейтронами (энергией ~0,1 МэВ) с экспозиционными дозами 10<sup>14</sup>, 5·10<sup>14</sup> и 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> не приводит к появлению в них каких-либо радиационно-индуцированных структурных дефектов. Шероховатости интерфейсов не деградируют. Рентгенооптические свойства остаются неизменными.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20108.

## Литература

1. D. Müller, R. G. Marsden, O. C. St. Cyret, et al. // *Solar Physics*. 2013. V. 285. P. 25–70.
2. N. Chkhalo, S. Bogachev, V. Chervinsky, et al. // *Applied Optics*. 2023. V. 62, no. 31. P. 8462–8471.
3. V. Polkonikov, N. Chkhalo, R. Pleshkov, et al. // *Applied Sciences*. 2021. V. 11(14). P. 638511.
4. S. V. Shestov, A. S. Ulyanov, E. A. Vishnyakov, et al. // *Proc. SPIE*. 2014. V. 9144. P. 1056–1063.
5. Р. С. Пleshkov, С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников и др. // *ЖТФ*. 2020. Т. 90, вып. 11. С. 1870–1875.
6. R. S. Pleshkov, N. I. Chkhalo, K. V. Durov, et al. // *Optics Letters*. 2023. V. 48, no. 20. P. 5301–5304.
7. M. Svechnikov // *J. Appl. Crystallogr.* 2020. V. 53, no. 1. P. 253–261.

# Исследование структурных и отражательных характеристик короткопериодных Mo/Be многослойных рентгеновских зеркал

Р. С. Плешков\*, С. А. Гарахин, Е. И. Глушков, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*pleshkov@ipmras.ru

Методом рентгеновской рефлектометрии исследована серия короткопериодных многослойных зеркал (МЗ) Mo/Be. Показано, что структура МЗ (наличие дифракционных порядков на угловой зависимости коэффициента отражения) наблюдается, по крайней мере, до величины периода 1,5 нм. Также при приближении к экстремально малым величинам периодов, начиная с 1,7 нм, наблюдается резкий рост ширины переходной области между слоями зеркала.

## Введение

Понятие короткопериодности в значительной мере условно. Чаще всего на практике короткими периодами ( $d$ ) считаются значения от 2–2,5 нм и меньше. Эти значения соответствуют зеркалам нормального падения для работы в диапазоне длин волн от 4–5 нм и ниже. Также МЗ с подобными периодами широко применяются в качестве оптики скользящего падения для жесткого рентгеновского диапазона. В частности, короткопериодные МЗ применяются для монохроматизации и фокусировки жесткого рентгеновского излучения на синхротронах.

Важной особенностью короткопериодных МЗ является сильная зависимость коэффициентов отражения от величины межслоевой шероховатости. При столь малых  $d$  ( $< 2,5$  нм) влияние шероховатости на отражение становится существенным. Даже при ангстремных шероховатостях коэффициент отражения может снижаться в разы.

Кроме того, для задачи монохроматизации в жестком рентгеновском диапазоне важно наличие (а точнее отсутствие) краев поглощения материалов зеркала в рабочем диапазоне монохроматора. Наличие краев поглощения не позволяет создать МЗ, способное обеспечивать требуемые высокие значения коэффициента отражения и спектральной селективности на всем рабочем диапазоне, что в конечном счете приводит к использованию нескольких зеркал в монохроматоре вместо одного, затрудняя тем самым работу на нем.

В диапазоне энергий 2–20 кэВ наиболее используемой парой материалов с периодами менее 2 нм является W/B<sub>4</sub>C [1–3]. Однако для ряда задач недостатком данного МЗ является недостаточная селективность, связанная с большим скачком электронной плотности между наиболее поглощающим материалом в паре W и наименее поглощающим B<sub>4</sub>C. Также наличие ряда L-краев поглощения W в области 10–12 кэВ приводит к падению коэффициентов отражения W-содержащих МЗ, предназначенных для работы в широкой спектральной области 10–18 кэВ, одной из наиболее востребованных в современных синхротронных исследованиях, например планируемых работах на синхротроне 4-го поколения СКИФ [4].

Теоретически МЗ Mo/B<sub>4</sub>C и Mo/Be могли бы заменить W/B<sub>4</sub>C в диапазоне энергий 2–20 кэВ. На рис. 1 приведены теоретические зависимости пиковых коэффициентов отражения (а) и спектральных селективностей (б) от энергии в случае идеальных

межслоевых границ для всех трех рассматриваемых зеркал в указанном диапазоне энергий. Видно, что у Mo/B<sub>4</sub>C и Mo/Be более гладкие зависимости  $R(E)$  из-за отсутствия у них в данной области энергий краев поглощения. В интервале энергий 10–20 кэВ теоретически данные зеркала значительно превосходят W/B<sub>4</sub>C по коэффициенту отражения. Также эта пара зеркал имеет преимущество по селективности из-за меньшего поглощения составляющих их материалов и меньшего скачка электронной плотности между этими материалами.

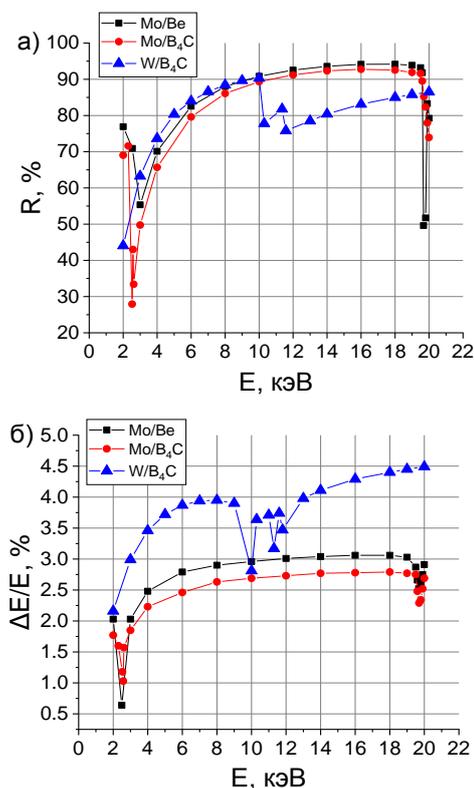


Рис. 1. Теоретические зависимости пикового коэффициента отражения (а) и спектральной селективности (б) от энергии. Расчет для случая нулевых шероховатостей на границах

Исследования структурных и отражательных характеристик короткопериодных МЗ на основе Mo/B<sub>4</sub>C ранее проводились в других работах [5, 6]. В одной из работ были проведены исследования МЗ Mo/B<sub>4</sub>C с периодами в диапазоне 0,8–3,5 нм, показавшие, что при сопоставимых коэффициентах отражения данные зеркала существенно превосходят МЗ W/B<sub>4</sub>C по спектральной селективности. Отмечено также, что у

Mo/V<sub>4</sub>C отсутствует деградация интерфейсов при периодах до 1 нм и наблюдается стабильность отражательных характеристик при отжиге до 300 °С. Указана перспектива использования МЗ Mo/V<sub>4</sub>C с периодами до 1,8 нм для синхротронных приложений.

МЗ Mo/Be изучались для применения в окрестности длины волны 11,2 нм (0,11 кэВ). Исследовались их структурные и рентгенооптические характеристики [7], их термическая стабильность [8]. Однако короткопериодные Mo/Be-зеркала никем не изучались.

В данной работе исследовались МЗ Mo/Be с периодами от 3,6 до 1,5 нм. Изучалась зависимость коэффициента отражения и величины переходных областей между слоями от величины периода многослойных структур. МЗ изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе ( $I = 0,6$  А) в среде чистого Ag (99,999) при давлении ~0,1 Па. Зеркала осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости ~0,2 нм) кремниевые пластины, применяемые в микроэлектронике. Структурные параметры зеркал определялись методом подгонки кривых отражения, измеренных на длинах волн 0,154, 0,989 и 1,759 нм, с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting» [9]. Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO, на других длинах волн – на рефлектометре с монохроматором РСМ-500.

## Результаты

Изготовлена серия МЗ Mo/Be с разными величинами периодов от 3,6 до 1,5 нм. Соотношение толщин материалов зеркала было фиксированным Mo : Be ~ 1 : 1,5. Число периодов ( $N$ ) МЗ рассчитывалось для каждого периода в программе Multifitting с использованием данных о реальных ширинах переходных областей. В программе подбирались достаточное  $N$ , начиная с которого прекращался заметный рост коэффициента отражения ( $R$ ). В табл. 1 приведены основные параметры исследуемых МЗ, полученные в результате подгонки по измеренным угловым зависимостям коэффициента отражения. При приближении к экстремально малым периодам МЗ наблюдается постепенное снижение  $R$ .

На рис. 2 для наглядности построены зависимости ширины переходных областей от периода. По рисунку видно, что, начиная с периода  $d = 1,7$  нм, наблюдается резкое увеличение ширины переходной области  $s(\text{Be})$ . Также на угловой зависимости коэффициента отражения, начиная с этого же  $d$ , наблюдается постепенное «разрушение» брэгговских пиков, что свидетельствует о нарушении сплошности слоев МЗ. Однако полного разрушения структуры МЗ при рассмотренных в данной работе  $d$  не происходит. Таким образом, МЗ Mo/Be способны отражать (отражение на

уровне нескольких процентов) при уменьшении периода, по крайней мере до 1,5 нм.

Таблица 1. Основные параметры исследуемых образцов ( $\beta_{\text{Mo}}$  – доля молибдена в периоде,  $d$  – период зеркала,  $N$  – число периодов,  $s$  – ширина переходной области,  $R$  – коэффициент отражения,  $\Delta E/E$  – спектральная селективность)

$d, \text{ \AA}$	$\beta_{\text{Mo}}$	$s(\text{Mo}), \text{ \AA}$	$s(\text{Be}), \text{ \AA}$	$R$	$\Delta E/E$
36,45	0,384	3,5	5,2	0,708	0,024
29,70	0,400	3,1	5,1	0,590	0,017
25,02	0,400	3,2	5,4	0,419	0,013
22,54	0,390	3,3	5,3	0,350	0,011
19,86	0,398	3,08	5,5	0,192	0,010
16,91	0,393	3,1	5,7	0,103	0,007
16,41	0,420	3,0	7,4	0,064	0,007
14,81	0,405	3,1	7,8	0,026	0,007

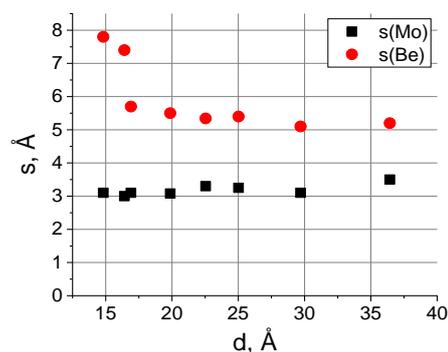


Рис. 2. Экспериментальные зависимости ширины переходных областей от периода МЗ Mo/Be

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20108.

## Литература

1. P. C. Pradhan, A. Majhi, M. Nayak / J. Appl. Phys. 2018. V. 123, no. 9.
2. M. S. Bibishkin, N. I. Chkhalo, A. A. Fraerman, et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 2005. V. 543. P. 333–339.
3. Yu. A. Vainer, A. E. Pestov, K. A. Prokhorov, et al. / Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2006. V. 103, no. 3. P. 346–353.
4. S. V. Rashchenko, M. A. Skamarokha, G. N. Baranov, et al. // AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2299, no. 1.
5. S. Roling, B. Siemer, F. Wahlert, et al. // Proc. of FEL-2013, WEP5056. 2013. P. 627–631.
6. P. A. Шапошников, С. А. Гарахин, К. В. Дуров, и др. // ЖТФ. 2023. Т. 93, № 7. С. 931–935.
7. M. V. Svechnikov, N. I. Chkhalo, S. A. Gusev, et al. / Opt. Express. 2018. V. 26, no. 26. P. 33718–33731.
8. R. M. Smertin, S. A. Garakhin, S. Yu. Zuev, et al. // Technical Physics. 2019. V. 64. P. 1692–1697.
9. M. Svechnikov // Journal of Applied Crystallography. 2020. V. 53, no. 1. P. 244–252.

# Изображающая многослойная оптика для рентгеновской микроскопии и астрономии

**В. Н. Полковников\*, Н. И. Чхало**

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*polkovnikov@ipmras.ru

Доклад посвящен новейшим достижениям Института физики микроструктур РАН в области технологии синтеза, диагностики и изучения свойств высокоэффективных элементов многослойной рентгеновской оптики дифракционного качества. Приводятся примеры использования оптики для различных приложений.

Благодаря современным достижениям в области нанесения многослойных зеркал и технологии изготовления сверхгладких и сверхточных подложек для зеркал появляется реальная возможность использовать традиционные оптические методы в диапазонах мягкого рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения.

С 80-х годов прошлого столетия Институт прикладной физики АН, а ныне Институт физики микроструктур РАН принимает участие в исследованиях по физике Солнца, проводимых в Физическом институте РАН и Институте космических исследований РАН. В рамках этих исследований ИФМ РАН разработал и изготовил сертифицированные многослойные зеркала и фильтры для телескопов. Основная информация о физических процессах на Солнце получается в результате исследования короны.

Доклад посвящен новейшим достижениям Института физики микроструктур в области диагностики и технологии выращивания многослойных рентгеновских зеркал для спектральной области 17–31 нм, востребованных в задачах диагностики солнечной плазмы. Показаны преимущества использования Ве в качестве рассеивающего материала в диапазоне длин волн 17–31 нм. Низкое поглощение и достаточно высокий оптический контраст по отношению к Al и Mg позволили одновременно получить рекордные коэффициенты отражения – до 62% Ве/Al и 56% Ве/Mg – и спектральную селективность [1, 2]. Сообщается о высокой стабильности зеркал Ве/Al и Mg/Ве. Для структуры Zr/Al/Ве в районе 17 нм получен коэффициент отражения 66% [3].

Обсуждается эффект технологии «Интерфейс-инжиниринг» и «защитный слой», позволивший добиться высоких отражательных характеристик и временной стабильности многослойных зеркал.

Последний российский телескоп ТЕСИС (2009 г.) имел угловое разрешение около 1,8" (~1300 км на Солнце). В 2023 г. на орбиту был выведен телескоп типа CubeSat. Использован новый тип структур Al/Ве/Si в качестве отражающих покрытий в нем.

Микроскопия в мягком рентгеновском диапазоне имеет ряд преимуществ перед другими видами микроскопии. Основной проблемой лабораторной микроскопии является использование зонных пластинок Френеля в качестве элементов изображения. В последние годы в ИФМ РАН развивается концепция рентгеновского микроскопа на основе многослойных рентгеновских зеркал нормального падения. Основным преимуществом являются передовые технологии производства и метрологические измерения подложек дифракционного качества для мягкого рентгеновского и EUV-диапазонов, которые позволяют как изготавливать зеркала, так и настраивать проекционный объектив, минимизируя его аберрации.

В качестве отражающих покрытий для микроскопа «водяное окно» предлагается использовать многослойные структуры на основе Cr/Sc, которые на практике демонстрируют коэффициент отражения порядка 30%.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20108.

## Литература

1. N. Chkhalo, et al. // J. Nanosci. Nanotechnol. 2019. 19. 546.
2. V. N. Polkovnikov, et al. // Opt. Lett. 2019. 44 (2). 263.
3. V. N. Polkovnikov, et al. // Physics-Uspekhi. 2020. 63 (1). 83.

# Моделирование рентгеновской дифракции в структурированных и деформированных кристаллах кремния

В. И. Пунегов

Физико-математический институт Коми НЦ УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167982  
vpunegov@dm.komisc.ru

Теоретически рассмотрена рентгеновская дифракция в изогнутом кристаллическом чипе микроэлектромеханической системы. В работе выполнено численное моделирование рентгеновской дифракции в кристаллах кремния со сложным распределением деформаций, вызванных в результате различных физических воздействий. В частности, рассмотрено распределение интенсивности рассеяния от тонкого изогнутого кристалла с неоднородным радиусом изгиба по глубине образца.

## Введение

Монокристаллический кремний обладает высокой потенциальной устойчивостью к различным физическим воздействиям, а также процессам деградации и старения. В микроэлектромеханических системах (МЭМС) на основе кремния, которые применяются в аэрокосмической, автомобильной или часовой промышленности, требуется высокая надежность МЭМС [1]. Ионное травление, термический отжиг, нарезка, склеивание и внедрение в кристаллическую решетку атомов примеси влияют на структуру кремния.

Экспериментальные измерения локальных напряжений и деформаций в структурах на основе кремния проводятся с использованием методов высокоразрешающей рентгеновской дифракции. Анализ экспериментальных результатов, как правило, сопровождается качественными объяснениями формирования карт распределения интенсивности рентгеновского рассеяния в обратном пространстве [2].

Работа посвящена теоретическому исследованию рентгеновской дифракции в тонком кристалле кремния, представляющем собой чип микроэлектромеханической системы.

## Результаты

Приклеивание чипа к печатной плате (PCB) для электрического возбуждения осуществляется эпоксидным клеем. В результате этого процесса возникают напряжения (схема показана на рис. 1) [1].

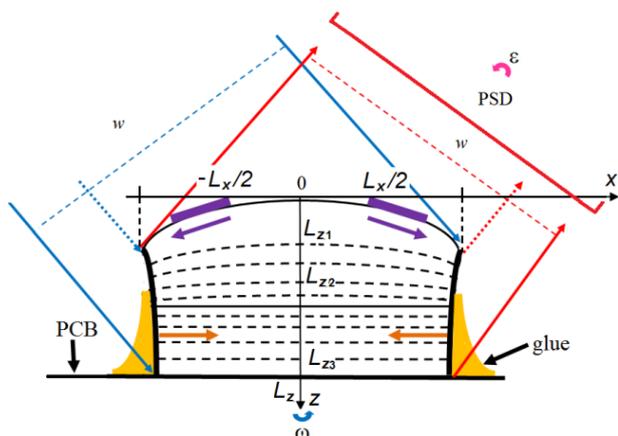


Рис. 1. Схематическое изображение чипа с неоднородным распределением изгиба отражающих атомных плоскостей по глубине кристалла

Наиболее информативным для тестирования микроструктур является метод высокоразрешающей трехосевой рентгеновской дифрактометрии, в рамках которой регистрация рентгеновских волн зависит от углового положения образца  $\omega$  и анализатора  $\epsilon$ . Эти параметры связаны с проекциями отклонения вектора дифракции от узла обратной решетки соотношениями:

$$q_x = k \sin \theta_B (2\omega - \epsilon), \quad q_z = -k \cos \theta_B \epsilon,$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения. Данный подход позволяет измерять карты интенсивности рентгеновского рассеяния в обратном пространстве (reciprocal space maps RSMs) [2]. В работе расчеты карт RSM выполнены в кинематическом приближении.

Рассмотрены разные варианты распределения изгиба отражающих атомных плоскостей по глубине кристалла толщиной  $L_z = L_{z1} + L_{z2} + L_{z3}$ , где  $L_{z1,2,3}$  – толщины однородно изогнутой верхней, неоднородно изогнутой средней и неизогнутой нижней части чипа (см. рис. 1). В общем случае нижняя часть микроструктуры может быть совершенным или одномерно деформированным по глубине кристаллом.

Численные расчеты карт RSM выполнены для 4 моделей микроструктур толщиной 4 мкм в случае симметричного (333) отражения  $\sigma$ -поляризованного рентгеновского  $\text{CuK}\alpha_1$ -излучения. Ширина падающего пучка  $w = 100$  мкм, засветка поверхности микроструктуры равна  $L_x = 135$  мкм.

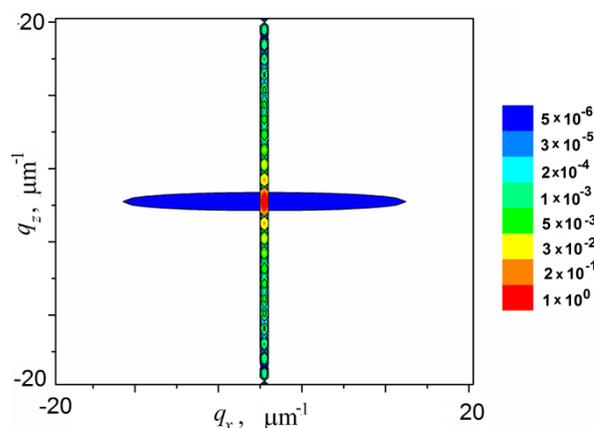


Рис. 2. Расчетная карта RSM от совершенной кристаллической микроструктуры

Первой моделью микроструктуры является планарный совершенный кристалл с  $d_{333} = 0,1045$  нм.

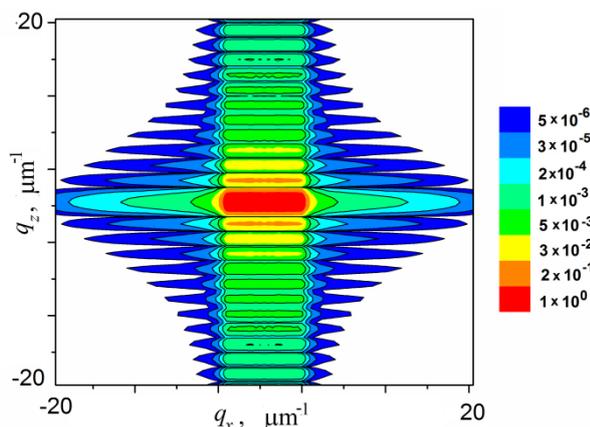


Рис. 3. Расчетная карта RSM от однородно изогнутого кристалла с радиусом изгиба  $R = 1$  м

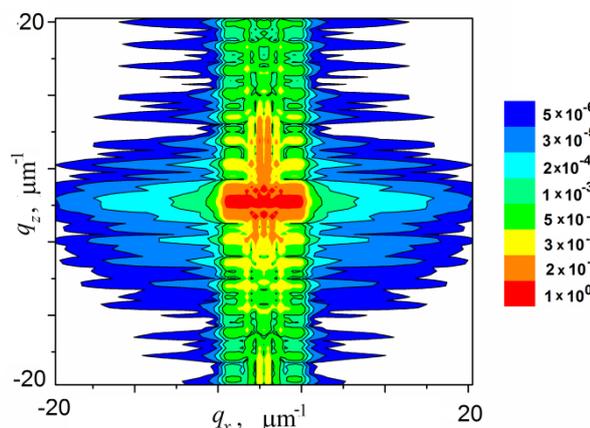


Рис. 4. Расчетная карта RSM от неоднородно изогнутого кристалла. Верхняя часть толщиной 2,5 мкм имеет однородный радиус изгиба  $R = 1$  м, в нижней части толщиной 1,5 мкм радиус изменяется от 1 до 5 м

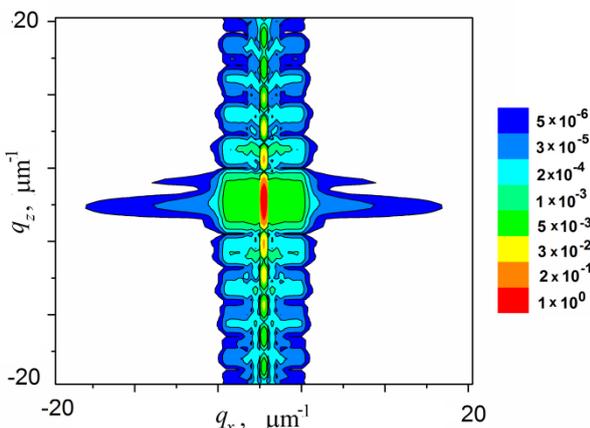


Рис. 5. Расчетная карта RSM от чипа с однородно изогнутой верхней частью ( $R = 1$  м) толщиной 1,75 мкм, в средней части толщиной 0,25 мкм радиус изменяется от 1 до 5 м, нижняя часть толщиной 2 мкм – идеальный кристалл

Второй моделью служит однородно изогнутый кристалл с радиусом изгиба  $R = 1$  м. Микроструктуру с неоднородным по глубине изгибом отражающих атомных плоскостей описывает третья модель. Нако-

нец, четвертая модель представляет собой чип с неоднородной изогнутой верхней частью и неизогнутой нижней областью.

Все расчетные карты RSM приведены в логарифмическом масштабе. Карта RSM от первой модели показана на рис. 2. Расчетную карту RSM от микроструктуры в рамках второй модели демонстрирует рис. 3. Дифракционная картина интенсивности рассеяния от микроструктуры с неоднородным радиусом изгиба (третья модель) показана на рис. 4. Для четвертой модели расчетная RSM показана на рис. 5. Латеральные  $q_x$  сечения карт RSM от представленных выше моделей микроструктур демонстрирует рис. 6.

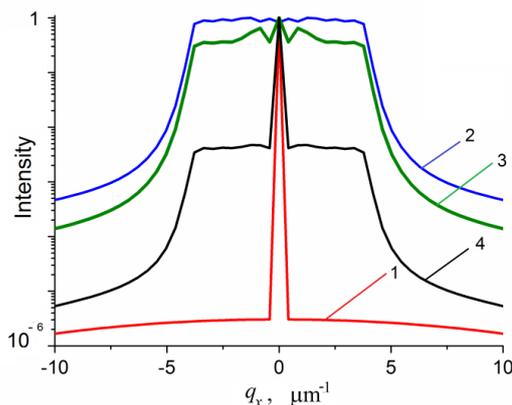


Рис. 6. Расчетные  $q_x$  сечения карт RSM. Нумерация кривых соответствует картам 2–5 соответственно

## Выводы

В данной работе на основе кинематического решения выполнено численное моделирование рентгенодифракционного картографирования от кристаллических кремниевых чипов с изогнутыми отражающими атомными плоскостями. Расчеты для моделей микроструктур с неоднородным распределением деформаций по глубине чипов выполнены с использованием рекуррентных соотношений.

Численные расчеты рентгеновской дифракции в рамках кинематического приближения требуют существенно меньшего времени, чем использование уравнений Такаги – Топена или двумерных рекуррентных соотношений.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ, № 23-22-00062, <https://rscf.ru/project/23-22-00062/>.

## Литература

1. A. Neels, G. Bourban, H. Shea, A. Schifferle, E. Mazzaand, A. Domman // *Procedia Chemistry*. 2009. V. 1. P. 820–823.
2. A. Neels and A. Dommann // *NSTI-Nanotech*. 2010. V. 2. P. 182–185.

# Монохроматоры высокого разрешения на область длин волн 110–160 Å

А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин\*, А. Н. Шатохин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, 119991 Москва  
\*enragozin@gmail.com

Рассмотрены монохроматоры, рассчитанные для работы с «точечным» лазерно-плазменным источником мягкого рентгеновского излучения и предназначенные для характеристики зеркал и других элементов, включая многослойную оптику. Рассчитаны три компактных (~ 0,6 м) монохроматора: схема Хеттрика – Андервуда с плоской VLS-решеткой для диапазона 110–160 Å, одноэлементный монохроматор с транслируемой плоской VLS-решеткой (120–155 Å) и одноэлементный монохроматор с классической решеткой Роуланда (110–160 Å). Спектральное разрешение схем оценивалось методом численной трассировки лучей. Возможности этих монохроматоров сопоставляются с возможностями монохроматоров по трехэлементной схеме Черни – Тернера. В качестве сравнительного критерия использовался фактор «пропускная способность» при условии достаточно высокой ( $\lambda/\delta\lambda \sim 500$  или более) разрешающей способности.

## Введение

Развитие работ по проекционной рентгеновской микролитографии предполагает разработку средств метрологии/рефлектометрии оптических элементов. Создаваемый для этой цели рефлектометр должен включать источник мягкого рентгеновского (МР) излучения, монохроматор, гониометр, детекторы МР-излучения и другие элементы. Источником излучения может служить плазма, возбуждаемая импульсно-периодическим лазером с невысокими параметрами (~ 1 Дж, 1 – 10 нс, 1 – 10 Гц,  $\lambda \sim 0.5 - 1$  мкм) при условии, что расходимость пучка близка к дифракционной. Данное сообщение посвящено выбору схемы монохроматора.

Для характеристики многослойных зеркал (МЗ), в том числе МЗ с максимумом отражения на  $\lambda = 13,5$  нм, подходит монохроматор с разрешающей способностью  $\lambda/\delta\lambda \sim 500$  или более. Помимо разрешения и разумной компактности, к монохроматору предъявляются следующие требования: при сканировании по длине волны сохраняется направление входного и выходного пучков, положение входной и выходной щелей. Этим требованиям удовлетворяют схема Черни – Тернера [1], двухэлементный VLS-монохроматор Хеттрика – Андервуда [2], одноэлементная схема с решеткой Роуланда и одноэлементный VLS-монохроматор, предложенный в [3]. Схема Черни – Тернера нуждается в применении асферической оптики для поддержания приемлемой светосилы при достаточном разрешении. Ее расчеты мы не приводим.

## Монохроматор Хеттрика – Андервуда

На рис. 1 показана схема Хеттрика – Андервуда, а в табл. 1 собраны параметры компактного монохроматора, рассчитанного в нашей работе. Полный угол отклонения схемы равен нулю. Длина волны изменяется при повороте решетки вокруг центрального штриха, остальные элементы неподвижны. Две длины волны, на которых в схеме Хеттрика – Андервуда отсутствует геометрическая расфокусировка для параксиальных лучей, выбраны симметрично относительно 135 Å, а именно 130 и 140 Å. Приемный угол  $\approx 0,013$  рад.

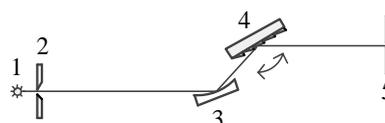


Рис. 1. Схема Хеттрика – Андервуда: лазерная плазма (1), входная щель (2), сферическое зеркало (3), плоская VLS-решетка (4), выходная щель (5)

Таблица 1. Параметры схемы Хеттрика – Андервуда

Длина схемы (мм)	~ 630	
Диапазон длин волн (Å)	110–160	
Радиус сферического зеркала (м)	3	
Угол скользкого падения центрального луча на зеркало (°)	6	
Расстояние входная щель – зеркало (мм)	313,6	
Расстояние зеркало – решетка (мм)	63,6	
Угол отклонения решеткой/зеркалом (°)	12 (12)	
VLS-коэффициенты решетки	$p_0$ (мм <sup>-1</sup> )	600
	$p_1$ (мм <sup>-2</sup> )	4,7546
	$p_2$ (мм <sup>-3</sup> )	$2,81 \cdot 10^{-2}$
	$p_3$ (мм <sup>-4</sup> )	$1,55 \cdot 10^{-4}$
Размеры решетки (мм)	50×18	
Расстояние решетка–щель/детектор (мм)	250,6	
Угол падения центрального луча на решетку (°)	110 Å	4,19
	135 Å	3,78
	160 Å	3,36
Обратная линейная дисперсия на $\lambda = 135$ Å (Å/мм)	9,51	

Предельная разрешающая способность, определенная методом численной трассировки лучей при узкой щели, на длинах волн 110, 135 и 160 Å составила не менее 1000, 1500 и 1200. На рис. 2 даны изображения точечного источника в центре входной щели на длинах волн 135 и 135,09 Å при равномерном освещении всей апертуры решетки. Цвет луча связывает участок (по ширине) решетки с участком изображения с целью показать, какая часть решетки дает вклад в абберрации. Красный и фиолетовый цвета соответствуют краям решетки, а зеленый – центру. Изображения полностью разрешаются, указывая на разрешающую способность не менее 1500. При заполнении всей ширины щели (а не только ее середины, как в расчете рис. 2), изображение уширится в направлении дисперсии (вертикально на рис. 2) на ширину проекции входной щели на плоскость выходной щели, составляющую 1/2,17 (для  $\lambda = 135$  Å) от ширины входной щели. Значению  $\lambda/\delta\lambda = 500$  ( $\delta\lambda = 0,27$  Å) соответствуют входная и выходная щели 61 и 28 мкм.

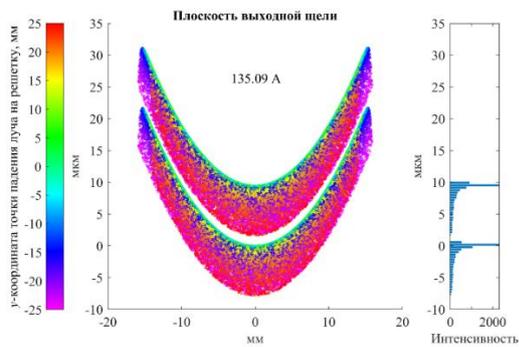


Рис. 2. Изображения точечного источника на  $\lambda = 135$  и  $135,09 \text{ \AA}$  на выходной щели. Справа – распределение интенсивности, суммированное по высоте щели  $\pm 2,5 \text{ мм}$

### Одноэлементный монохроматор на плоской VLS-решетке

В этой схеме длина волны изменяется при трансляции плоской VLS-решетки вдоль своей поверхности (рис. 3) [5]. Входная и выходная щели неподвижны, направления входного и выходного пучков неизменны. Падающий пучок освещает половину апертуры решетки. Частота штрихов  $p$  зависит от координаты  $y$  экспоненциально:  $p(y) = p_0 \exp(cy)$ . Изображения входной щели при сканировании не меняют своей формы, что подтверждается численной трассировкой лучей (рис. 4). Параметры схемы собраны в табл. 2.

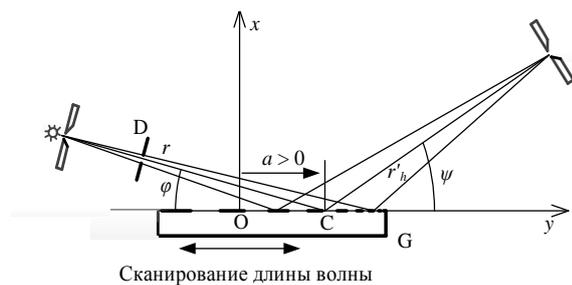


Рис. 3. Схема с транслируемой VLS-решеткой. Решетка движется вдоль оси  $y$ . При этом меняется длина волны излучения, собираемого VLS-решеткой в выходной щели

Таблица 2. Параметры одноэлементного монохроматора

Габариты схемы (м)	$\sim 0,6$
Угол скользкого падения центрального луча на решетку, $\varphi$ ( $^\circ$ )	3
Скользкий угол дифракции, $\psi$ ( $^\circ$ )	7,89
Расстояние щель – решетка, $r$ (мм)	361,5
Расстояние решетка – щель, $r'_h$ (мм)	235
Частота штрихов в центре, $p_0$ ( $\text{мм}^{-1}$ )	600
VLS-коэффициент, $c$ ( $\text{мм}^{-1}$ )	$1,084 \cdot 10^{-2}$
Размеры решетки (мм)	$50 \times 18$
Освещаемая ширина решетки (мм)	24
Диапазон длин волн, $\text{Å}$	119–154
Обратная линейная дисперсия ( $\text{Å}/\text{мм}$ )	9,74
Разрешающая способность в диапазоне	2000

Кривизна астигматического изображения примерно в 4 раза меньше, чем в схеме Хеттрика – Андервуда. Разрешению  $0,27 \text{ \AA}$  ( $\lambda/\delta\lambda = 500$ ) соответствуют входная и выходная щели 111 и 28 мкм. Входной приемный пучок постоянен и равен  $0,0036 \text{ рад}$ .

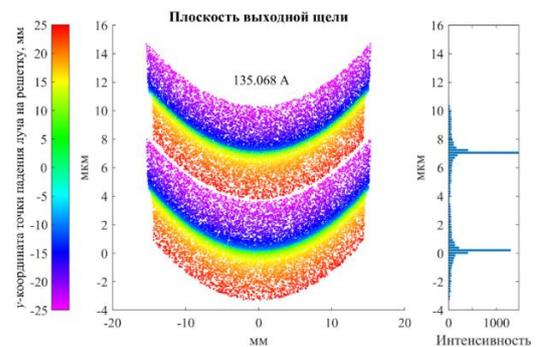


Рис. 4. Изображения точечного источника на  $\lambda = 135$  и  $135,068 \text{ \AA}$  на выходной щели. Справа – распределение интенсивности, суммированное по высоте щели  $\pm 2,5 \text{ мм}$

### Монохроматор с решеткой Роуланда

Расчет схемы выполнен для классической решетки с  $p = 600 \text{ мм}^{-1}$  и  $R = 3 \text{ м}$  (рис. 5). При сканировании решетка поворачивается вокруг вертикальной оси, проходящей через ее центр. Обе щели неподвижны. Используется внутренний порядок дифракции. Выходная щель находится на круге Роуланда лишь при одной, выбранной, длине волны (в данном случае,  $134 \text{ \AA}$ ); в результате возникает геометрическая расфокусировка пучка при уходе с центральной длины волны ( $134 \text{ \AA}$ ).

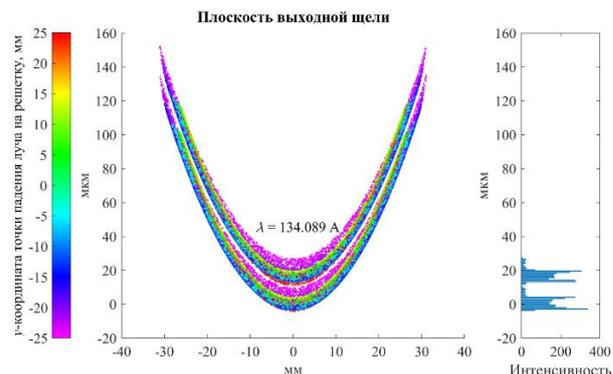


Рис. 5. Изображения точечного источника на  $\lambda = 134$  и  $134,089 \text{ \AA}$  на выходной щели. Справа – распределение интенсивности, суммированное по высоте щели  $\pm 2,5 \text{ мм}$

### Выводы

Пропускная способность (произведение ширины входной щели и приемного угла) составляет, при сохранении  $\lambda/\delta\lambda = 500$  во всем диапазоне,  $0,81$  (Х–А),  $0,40$  и  $0,40$  (Р) мкм·рад. Достоинство одноэлементного монохроматора – низкая кривизна спектрального изображения. Пропускная способность монохроматора Чернера – Тернера с асферической оптикой равна  $0,355$  при разрешающей способности не менее 500.

### Литература

1. S. A. Garakhin, et al. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91, no. 6. 063103.
2. M. C. Hettrick, and J. H. Underwood // AIP Conf. Proc. 1986. V. 147, no. 1. P. 237–245.
3. A. Kolesnikov, et al. // Appl. Opt. 2022. V. 61. P. 5334–5340.

# Наблюдение квазибрегговского рассеяния в зеркалах Гёбеля

Д. Г. Реунов\*, А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*reunov\_dima@ipmras.ru

В работе сообщается о первом наблюдении квазибрегговского рассеяния от коллимирующих зеркал Гёбеля в реальном приборе. На основе полученных экспериментальных данных и проведенного численного анализа делается вывод о необходимости учета эффекта квази-брегговского рассеяния при построении реальных приборов для рентгеновской дифрактометрии и малоуглового рассеяния и спектроскопии с позиционно-чувствительными детекторами.

Зеркала Гёбеля, широко используются для целей коллимации и фокусировки рентгеновского излучения. При тестировании одной из партий изготовленных в ИФМ РАН зеркал Гёбеля наблюдался менее интенсивный и более узкий по ширине пик, в меньших по отношению к отраженному коллимированному пучку  $\text{Cu K}\alpha_{1,2}$ . На дифрактограммах от образцов с помощью этих зеркал наблюдались дополнительные пики, не идентифицируемые с точки зрения дифракции линий  $\text{Cu K}\alpha_{1,2}$ .

Было установлено, что это излучение является отраженным от зеркала, но во внезеркальном направлении по отношению к падающему пучку. Очевидным предположением являлось то, что это излучение – линия  $\text{Cu K}\beta$ , с длиной волны 0,139 нм, а причина появления этого пика – квазибрегговское отражение, которое было предсказано в работе [1] и связано с интерференционным усилением интенсивности рассеянных волн от коррелированных границ.

Целью данной работы было установить природу наблюдаемых при отражении и дифракции пиков.

## Изготовление и методика исследования экспериментальных образцов

В работе исследовались W/Si многослойные зеркала (MLM). Зеркала наносились на стандартные кремниевые пластины методом магнетронного распыления. Подробнее об условиях изготовления подобных образцов можно найти в [2].

Экспериментальные исследования коэффициентов отражения, распределения периода вдоль направляющей цилиндра, диффузного рассеяния, а также структурные характеристики MLM на плоских (до изгиба) пластинах проводились на 4-кристальном дифрактометре PANalytical Expert'Pro, с рабочей длиной волны 0,154 нм ( $\text{Cu K}\alpha_1$ -линия). Анализ кривых рентгеновского отражения и диффузного рассеяния производился с использованием Multifitting [3].

После напыления по методике производился изгиб пластины на пуансоне. После посадки пластины с MLM на пуансон с обратной стороны пластины крепилась толстая стальная матрица. После снятия пуансона. Зеркала имели размеры  $40 \times 20 \times 15$  мм. Форма поверхности задавалась законом  $\sqrt{0,179x}$ , с фокусным расстоянием от центра зеркала до источника 100 мм.

Точность формы образцов определялась с помощью интерферометра Zygo Verifaier с плоским эталонным фронтом и с использованием метода шивки по малым кадрам [4]. Результаты измерений показали, что среднеквадратическая угловая ошибка соста-

вила чуть больше 10 мкрад, что меньше, чем угловой размер источников рентгеновского излучения лабораторных дифрактометров, который находится на уровне 0,5–1 мрад.

Измерения угловых зависимостей интенсивности отраженного от параболического цилиндра рентгеновского зеркала  $I(\varphi)$  излучения производилось на стенде, рис. 1. Излучение из рентгеновской трубки XRT проходит через диафрагму D, ограничивающую область засветки излучения на зеркале Гёбеля GM. Отраженное от зеркала излучение регистрируется с помощью сцинтилляционного детектора XD. Узкая щель S перед детектором позволяет измерить пространственное распределение отраженной интенсивности с высоким разрешением. В эксперименте S составляла 100 мкм.

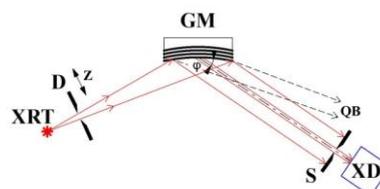


Рис. 1. Рентгенооптическая схема стенда для изучения угловых зависимостей интенсивности отраженного от зеркала Гёбеля излучения. XRT – рентгеновская трубка, D – диафрагма, GM – зеркало Гёбеля, S – входная щель детектора, XD – сцинтилляционный детектор, QB – квазибрегговское отражение

## Экспериментальные результаты

При проведении дифрактометрии эталона корунда SRM-1976 с использованием в качестве коллиматора рентгеновского излучения гёбелевского зеркала на кривых дифракции были обнаружены пики, на рис. 2 помеченные стрелками, которые не поддавались расшифровке.

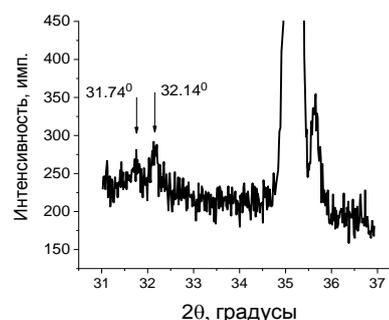
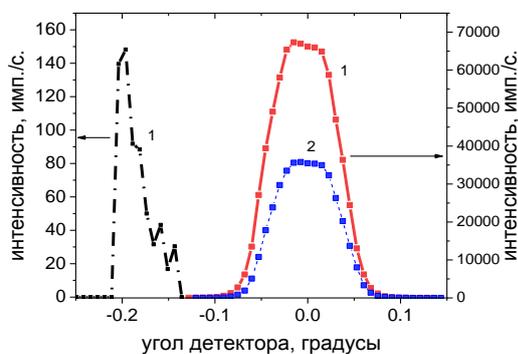


Рис. 2. Порошковая дифрактограмма от эталона, корунд SRM-1976, снятая с использованием в качестве коллиматора рентгеновского излучения гёбелевского зеркала

Пики на  $31,74^\circ$  и  $32,14^\circ$  пропадали при введении перед детектором Ni-фильтра, что косвенно указывало на то, что эти пики соответствуют дифракции линии Cu K $\beta$ , длина волны 0,139 нм, однако их положение не соответствовало вектору падающей на образец волны, совпадающему с фронтом Cu K $\alpha$ .

Для установления возможной природы пиков для всех образцов гебелевских зеркал были измерены  $I(\varphi)$  (рис. 3) по схеме, приведенной на рис. 1. Первый пик, центр которого совпадает с нулем координат, соответствует середине основного коллимированного пика от Cu K $\alpha_1$ . Второй пик, существенно меньшей амплитуды и сдвинутый на  $0,18^\circ$ , соответствует не зеркальному отражению линии Cu K $\beta$ . Второй пучок уже по углу объясняется тем, что он распространяется под меньшим углом, который приводит к уменьшению фокусного расстояния зеркала и, как следствие, к дополнительной фокусировке пучка, в то время как основной пучок после зеркала становится квазипараллельным. Введение 20 мкм Ni-фильтра, привело к падению основного пика примерно в 1,8 раза и к полному исчезновению пика Cu K $\beta$ .

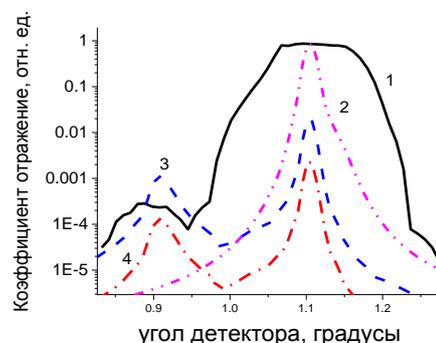


**Рис. 3.** Угловые зависимости интенсивности отраженного излучения от гебелевского зеркала (1) и с Ni-фильтром (2). Нулевое положение соответствует середине основного коллимированного пика от Cu K $\alpha_{1,2}$ . Угол отражения побочного пика меньше на  $0,18^\circ$

Измеренные структурные параметры MLM были использованы для расчета спектров отражения излучения с длиной волны  $\lambda = 0,139$  нм при угле падения  $\theta_{\text{г}} = 1,105^\circ$  (см. рис. 4). Как и ожидалось, на рис. 4 присутствуют 2 пика. Первый пик при угле  $\theta_{\text{Q-Br}} = 0,909^\circ$  соответствует квазибрэгговскому отражению линии Cu K $\beta$ . Второй, основной пик с углом отражения  $\theta = 1,105^\circ$  – брэгговскому углу MLM на длине волны 0,154 нм. Экспериментальная кривая в середине основного пика нормирована на коэффициент отражения в брэгговском угле линии Cu K $\alpha$ .

Теоретические пики на рис. 4 значительно уже экспериментальных. Это связано с тем, что теоретический расчет учитывал только небольшую область отражения на зеркале Гебеля, в то время как экспе-

риментальный спектр формируется при отражении от всего зеркала. Экспериментальная разница углов для одного из зеркал между основным и побочным пиком составляет  $0,215^\circ$  при теоретическом значении  $0,196^\circ$ . Эта разница находится в рамках экспериментальной ошибки. Меняя координату точки падения излучения на образец, можно заполнить наблюдаемые на рис. 3 широкие пики расчетными кривыми.



**Рис. 4.** Экспериментальное отражение от гебелевского зеркала – 1. Рассчитанный угловой спектр отражения излучения с длиной волны  $\lambda = 0,154$  – 2 и  $\lambda = 0,139$  – 3 при угле падения  $\theta_{\text{Br}} = 1,105^\circ$ . Рассчитанный угловой спектр отражения с учетом поглощения в экспериментальном стенде для  $\lambda = 0,139$  – 4 при  $\theta_{\text{Br}} = 1,105^\circ$

## Выводы

Таким образом, наблюдаемая в эксперименте интенсивность и положение однозначно указывают на природу незеркального пика – это квазибрэгговское отражение линии Cu K $\beta$ , падающей на гебелевское зеркало вместе с Cu K $\alpha$ .

Важным результатом данного исследования явилась демонстрация того, что эти эффекты можно надежно предсказывать, используя имеющиеся в открытом доступе программные продукты, например программу Multifitting [3].

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. A. V. Andreev, A. G. Michette, A. Renwick // Journal of Modern Optics. 1988. V. 35, no. 10. P. 1667–1687.
2. A. D. Akhsakhalyan, et al. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2017. V. 11. P. 1–19.
3. M. Svechnikov // Journal of Applied Crystallography. 2020. V. 53, no. 1. P. 244–252.
4. L. Huang et al. // Optics and Lasers in Engineering. 2020. V. 124. P. 105795.

# Динамика капиллярной плазмы: интерпретация экспериментальных данных на основе МГД-моделирования

А. А. Самохвалов<sup>1,2,\*</sup>, К. А. Сергушичев<sup>2</sup>, С. И. Елисеев<sup>2,3</sup>, Т. П. Бронзов<sup>2</sup>,  
Е. П. Большаков<sup>2</sup>, Д. В. Гетман<sup>2</sup>, А. А. Смирнов<sup>2</sup>, В. А. Бурцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО, Кронверкский, пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

<sup>2</sup>ООО «Лаборатория им. Бурцева В.А.», наб. Карповки, 5, лит. АК, Санкт-Петербург, 197022

<sup>3</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, 199034

\*andrei.sam@yandex.ru; samokhvalov.itmo@gmail.com

В настоящей работе представлены результаты МГД-моделирования временной динамики плазмы капиллярного разряда. На основе полученных в моделировании данных проведена интерпретация экспериментальных результатов, полученных на компактном источнике мягкого рентгеновского излучения. Разработанная МГД-модель позволяет прогнозировать оптические свойства капиллярной плазмы в диапазоне «водяного окна» при различных экспериментальных данных.

## Введение

В последние десятилетия наблюдается острый интерес к спектральному диапазону области длин волн 2,3–4,4 нм. В данной области спектра вода частично прозрачна, а остальные вещества сильно поглощают, что дает возможность проводить контрастную микроскопию клеточных культур и биообъектов, в том числе диагностировать различных вирусы и клеточные аномалии. При использовании дифракционной оптики разрешающая способность данного метода достигает ~10 нм [1]. В качестве источника излучения для такого вида микроскопии может быть использована плазма капиллярного разряда, возникающая при электрическом пробое в различных газах [2]. Но из-за взаимосвязанных факторов, таких как давление и тип рабочего газа, разрядная геометрия, параметры высоковольтного генератора, т. е. из одних только экспериментальных данных, сложно выявить оптимальные условия генерации излучения в области «водяного окна».

В настоящей работе проведено МГД-моделирование динамики капиллярной плазмы для реальных условий пробоя, его результаты сопоставляются с экспериментальными данными, полученными на компактном источнике мягкого рентгеновского излучения.

## Результаты

Основные параметры компактного источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе капиллярного разряда и вся применяемая измерительная техника подробно описана в работе [2].

В данной работе капилляр имел внутренний диаметр 1,5 мм и длину 20 мм. Типичная амплитуда импульса напряжения достигала 25 кВ, скорость нарастания тока  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  А/с при его амплитуде 18 кА. Все электрофизические сигналы и эмиссионные спектры усреднялись по 20 значениям.

Для выполнения самосогласованного численного моделирования динамики капиллярного разряда была использована одномерная двухтемпературная МГД-модель. Модель описывает временное изменение пространственных распределений основных параметров плазмы (азимутальной составляющей напряженности магнитного поля, плотности плазмы, радиаль-

ной скорости плазмы, плотности энергии электронов и плотности энергии ионов) вдоль радиуса капилляра, предполагает, что локальное термодинамическое равновесие соблюдается для электронов и ионов компоненты плазмы отдельно и использует приближение средних ионов для расчета основных коэффициентов переноса. Для выполнения расчетов в газовых смесях приближение среднего содержания ионов было сформулировано следующим образом. Предполагалось, что плазма является однокомпонентной, состоящей из псевдоатомов, масса и зарядовое число были определены как средние значения между соответствующими массами и зарядовыми числами атомов в смеси. Расчеты были выполнены для смеси Ar:He и диоксида углерода CO<sub>2</sub>. Детальное описание МГД-модели можно найти в работе [1]. Ниже представлены пространственно-временные распределения электронной плотности и электронной температуры, рассчитанные для разряда в смеси Ar:He (2:1) для случая входного давления 3 Торр (рис. 1).

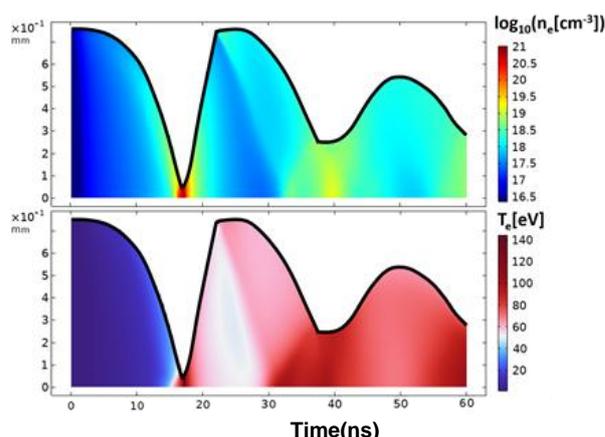
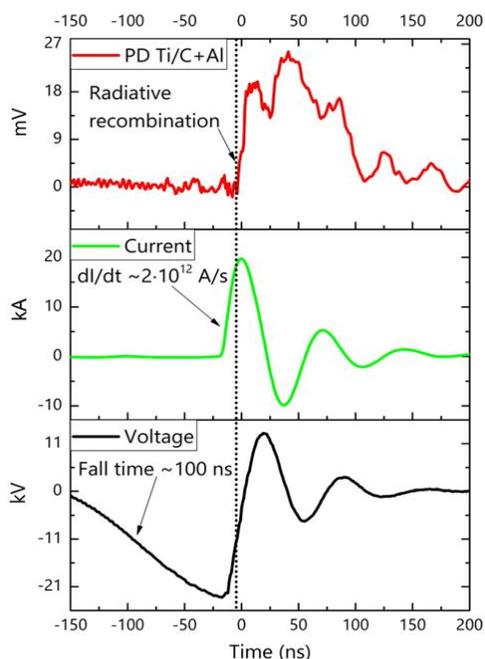


Рис. 1. Пространственно-временные распределения электронной плотности (вверху) и электронной температуры (внизу), рассчитанные для разряда в смеси Ar:He (2:1) для случая входного давления 3 Торр

Из рис. 1 видно, что плазма быстро расширяется, пока не достигнет стенки капилляра, а затем остается «в контакте» со стенкой около 4 нс. Плазма в этот момент значительно горячее, чем была в начале импульса тока (при  $t \leq 5$  нс). Можно предположить, что именно в эти моменты происходит абляция стенки

капилляра и в разряд поступает значительное количество испаренного капиллярного материала. Интересно сравнить поведение электронной плотности и температуры с временной структурой импульса излучения, полученного через спектральные фильтры, выделяющие диапазон 2–8 нм (рис. 2).



**Рис. 2.** Осциллограммы сигналов с фотодиода, токовой петли и делителя напряжения при разряде в Ar:He при давлении 3 Торр

Как видно из рис. 2, динамика свечения капиллярной плазмы в области «водяного окна» совпадает с осцилляциями основных параметров (электронной плотности и температуры), полученных в моделировании. Вместе с тем, температура и плотность электронов соответствуют зарядовому составу плазмы, в

эмиссионном спектре которой наблюдались Ne-подобные ионы аргона при пробое в Ar:He, а в случае пробоя в CO<sub>2</sub> газе H-, He-подобные ионы углерода [3].

## Выводы

В работе было проведено численное моделирование капиллярного разряда для условий, соответствующих условиям компактного источника мягкого рентгеновского излучения. Рассматривалась работа в Ar: He и CO<sub>2</sub>. Проанализированы пространственно-временные распределения основных параметров плазмы, полученные для экспериментально измеренных импульсов тока. Было показано, что пиковые значения параметров плазмы получаются в первом полупериоде импульса тока, примерно в момент максимального сжатия плазмы. Анализ зависимости этих значений от давления на входе позволил получить качественную интерпретацию экспериментально наблюдаемых тенденций зависимости эмиссионных свойств от давления газа на входе, в частности, слабой зависимости интенсивности эмиссии в случае разряда в смеси Ar:He и уменьшения интенсивности в случае разряда в CO<sub>2</sub>. Представленная процедура численной характеристики разработанного источника мягкого рентгеновского излучения может быть использована для оптимизации аналогичных устройств на основе капиллярного разряда.

## Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-10110).

## Литература

1. M. Kördel, A. Dehlinger, C. Seim, et al. // *Optica*, V. 7, 6 (2020).
2. A. A. Samokhvalov, et al. // *JINST*. 17. P06002 (2022).
3. S. Eliseev, A. Samokhvalov, Y. Zhao, V. Burtsev // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 55(7). 075202 (2021).

# Перспективы использования многослойных структур и тонких пленок для определения сечений поглощения в области NEXAFS 2p-краев Si, P и S

В. Н. Сивков\*, К. А. Бакина, С. В. Некипелов, О. В. Петрова, Д. В. Сивков, В. О. Рутковский, Р. Н. Скандаков

Федеральный исследовательский центр Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982  
\*sivkovvn@mail.ru

В работе рассмотрена возможность проведения абсолютных измерений сечений поглощения с учетом немонахроматического фона и аппаратных искажений в длинноволновой области УМР-спектра 90–200 эВ, где располагаются 2p-края поглощения атомов кремния, фосфора, серы и хлора.

## Введение

В настоящее время единственным каналом доступным российским пользователям для проведения NEXAFS-исследований в ультрамягком рентгеновском (УМР) диапазоне 40–1200 эВ, является канал выхода и монохроматизации УМР-излучения НаноФЭС Курчатовского источника синхротронного излучения (КИСИ) [1]. Нами были проведены исследования на Канале НаноФЭС с целью изучения возможности реализации методик измерения сечений поглощения методом полного электронного выхода (Total electron yield, TEY) с учетом аппаратных искажений и немонахроматического фона в области NEXAFS (Near edge X-ray absorption fine structure) C 1s-, N 1s-, Ca 2p- и Sc 2p-краев поглощения с применением абсорбционных титановых фильтров для подавления длинноволнового немонахроматического фона и излучения кратных порядков в интервале энергий квантов 450–900 эВ. Абсорбционный фильтр в виде свободной титановой пленки толщиной ~ 250 нм, закрепленный на металлической сетке, был установлен в камере монитора на общем держателе рядом с золотой сеткой-монитором. Исследования показали, что развитая методика может применяться не только в области 1s-края поглощения атома азота и 2p-краев поглощения атомов калия, кальция и скандия, но и в области 1s порога ионизации углерода, несмотря на наличие значительной структуры в падающем пучке СИ. Большой интерес представляет распространение развитой методики абсолютных измерений сечений поглощения на длинноволновую область УМР-спектра 90–200 эВ, где располагаются 2p-края атомов кремния, фосфора, серы и хлора.

## Результаты

Исследование спектральных зависимостей материалов проводилось методом TEY по методике, разработанной нами ранее [2], которая позволяет минимизировать аппаратные искажения, поскольку измерения поглощения в области NEXAFS осуществляются в пределе к «нулевой толщине» исследуемого образца из-за малой глубины выхода фото-, оже- и вторичных электронов. Сигнал TEY проводящего образца пропорционален произведению сечения поглощения, энергии кванта и интенсивности монохроматического падающего на образец излучения:

$$i_A \sim \sigma(E_0) \cdot I_0 \cdot E_0 \cdot \varphi(E_0), \quad (1)$$

где функция  $\varphi(E_0)$  является монотонной от энергии кванта  $E_0$ , изменением которой в небольших интервалах энергий можно пренебречь. При этом сигнал TEY формируется электронами, вышедшими из поверхностного слоя образца толщиной  $d = 1-5$  нм, что соответствует пределу «нулевой толщины».

Для определения зависимости  $I_0 E_0 \varphi(E_0)$  в относительных единицах использовался спектр TEY от чистой поверхности Au-пластины, предварительно очищенной бомбардировкой аргоном. Выбор золота обусловлен тем, что его сечение поглощения в ультрамягкой области спектра имеет гладкий ход, а также хорошо известно и затабулировано [3], кроме того, для золота имеются данные по абсолютным величинам квантового выхода.

Зависимость произведения интенсивности падающего пучка, энергии квантов и монотонно меняющегося коэффициента пропорциональности  $I_0 \cdot E_0 \varphi(E_0)$  определяется из уравнения

$$I_0 \cdot E_0 \cdot \varphi(E_0) = i_{Au} / \sigma_{Au}. \quad (2)$$

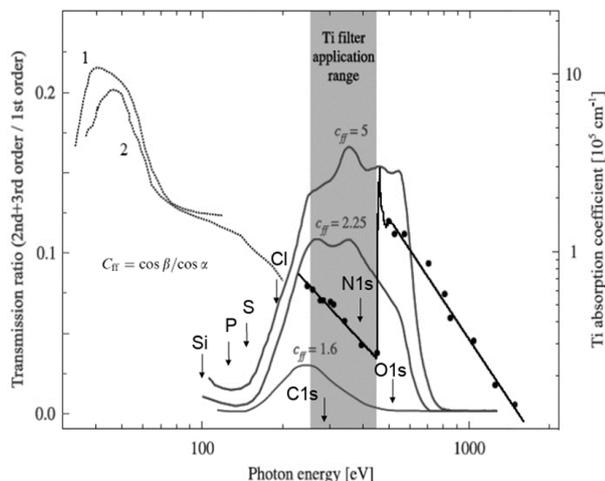
Далее, величина сечения поглощения исследуемого вещества в относительных единицах может быть определена путем деления измеренного сигнала TEY на  $I_0 E_0 \varphi(E_0)$  СИ:

$$\sigma \sim i_A / I_0 \cdot E_0 \cdot \varphi(E_0). \quad (3)$$

Последующее приведение спектра сечения поглощения к абсолютной шкале осуществлялось путем нормировки по атомным сечениям поглощения из таблиц Henke [3] непосредственно перед краем поглощения и вдали от порога ионизации.

Для реализации описанной выше последовательности измерений необходимо обеспечить подавление немонахроматического длинноволнового излучения и определение фона кратных порядков. Для измерения и подавления вкладов фонового излучения в падающем пучке и в регистрируемом сигнале TEY от образца использованы абсорбционные фильтры из Ti-пленки толщиной 230 нм или 150 нм (RGLB BESSY-2) и 250 нм (НаноФЭС), закрепленной на Au-сетке. На рис. 1 показана спектральная зависимость коэффициента поглощения металлического титана и отношение интенсивностей излучений второго и третьего порядков к первому порядку дифракции на выходе каналов RGLB и НаноФЭС при коэффициен-

тах фокусировки  $C_{ff} = 1,6, 2,25$  и  $5$  [4]. Видно, что уровень фона кратных порядков в области C 1s-края поглощения составляет не менее 2, 10 и 15%, соответственно. При этом Ti-фильтр сильно поглощает длинноволновое ВУФ (5–40 эВ) и коротковолновое излучение второго порядка в интервале энергий 455–900 эВ. Из рис. 1 хорошо видно, что в области энергий, где располагаются края поглощения углерода и азота, при любых значениях  $C_{ff}$  всегда присутствует фон кратных порядков.



**Рис. 1.** Спектральные зависимости отношения интенсивности излучения высших порядков (2-го и 3-го порядков) к интенсивности рентгеновского излучения 1 порядка дифракции для решетки 1200 штр./мм при разных значениях  $C_{ff} = 2,25$  [3] и спектральная зависимость линейного коэффициента поглощения металлического Ti в широком интервале энергий. Точками и сплошной линией обозначены результаты измерений на рентгеновских эмиссионных линиях, пунктиром приведены данные в области вакуумного ультрафиолета [5, 6]. Стрелками указаны положения Si 2p (100 эВ), P 2p (135 эВ), S 2p (163 эВ), Cl 2p (эВ), C 1s (285 эВ), N 1s (410 эВ) и O 1s (543 эВ) края поглощения.  $\alpha$  и  $\beta$  – углы падения и дифракции, отсчитанные от нормали к поверхности плоской решетки

Обычно исследования в области NEXAFS C 1s и N 1s порогов ионизации проводят при  $C_{ff} = 2,25$ , когда интенсивность СИ и энергетическое разрешение достаточно высоки, потому подавление кратных порядков оказывается важным. Существенно отметить,

что титановые фильтры могут успешно использоваться для подавления длинноволнового фона при исследованиях в области 2p-краев поглощения кремния, фосфора, серы и хлора, но при  $C_{ff} = 1,6$ . В этом случае энергетическое разрешение будет несколько хуже, но отношение фона 2-го и 3-го порядков к монохроматическому излучению в области 90–200 эВ составляет менее 0,01. Таким образом, основной проблемой остается подавление немонохроматического длинноволнового фона, которую можно решить с помощью тонких поглощающих Ti-фильтров толщиной 40–50 нм, которые обеспечат подавление этого фона в 40–70 раз.

## Выводы

Проблема подавления немонохроматического фона и излучения кратных порядков при проведении измерений сечений поглощения в области NEXAFS 2p порогов ионизации Si, P, S и Cl могут быть решены с использованием тонких (40–50 нм) поглощающих Ti-фильтров при проведении измерений с коэффициентом фокусировки  $C_{ff} = 1,6$ .

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках соглашения № 075-15-2021-1351.

## Литература

1. A. M. Lebedev, K. A. Menshikov, V. G. Nazin, V. G. Stankevich, M. B. Tsetlin, R. G. Chumakov // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2021. V. 15. P. 1039–1044.
2. D. Sivkov, O. Petrova, A. Mingaleva, A. Obedkov, B. Kaverin, S. Gusev, I. Vilkov, S. Isaenko, D. Bogachuk, R. Skandakov, V. Sivkov, S. Nekipelov // Nanomaterials. 2020. V. 10(2). P. 374.
3. B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis // At. Data Nucl. Data Tables. 1993. V. 54. P. 181.
4. S. A. Gorovikov, S. L. Molodtsov, R. Follath // Nucl. Instr. and Meth. A. 1998. V. 411. P. 506–512.
5. B. Sonntag, R. Haensel, C. Kunz // Solid St. Comm. 1969. V. 7. P. 597–599.
6. D. Denley, R. S. Williams, P. Perfetti, D. A. Shirley // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. P. 1762–1768.

# Газовые мишени для точечного источника вакуумного и экстремального ультрафиолетового излучения, поддерживаемого сфокусированным электромагнитным излучением

А. В. Сидоров\*, А. В. Водопьянов, А. П. Веселов, А. А. Мурзанев, А. Н. Степанов

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950  
\*alexsv@ipfran.ru

В данной работе проведено экспериментальное исследование различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неоднородном потоке газа. В результате проведенных экспериментов удалось пронаблюдать структуры напускаемых струй для различных мишеней с разными отверстиями напуска газа. Продемонстрировано, что при существенном снижении давления фонового газа происходит практический развал струи и газ напускается равномерно во всех направлениях.

## Введение

В настоящее время активно исследуются источники вакуумного и экстремального ультрафиолетового излучения на основе разряда в неоднородном потоке ксенона. Перспективность использования данных источников в EUV-литографии в сравнении с источниками на основе оловянной плазмы связывается с тем, что по оценкам эффективность излучения ксенона на длине волны 11,2 нм сравнима с эффективностью излучения олова на длине волны 13,5 нм [1]. До недавних пор литография на  $\lambda = 11,2$  нм считалась невозможной из-за отсутствия эффективных интерференционных зеркал на эту длину волны. Но к настоящему времени в ИФМ РАН уже созданы первые в мире образцы Мо/Ве-зеркал, пригодных для работы на  $\lambda = 11,2$  нм [2].

В настоящее время совместными усилиями ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН ведутся исследования по созданию точечного источника вакуумного и экстремального ультрафиолетового излучения на основе разряда, поддерживаемого электромагнитным излучением терагерцового диапазона частот [3]. Концентрация плазмы в таком разряде (порядка  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) является оптимальной с точки зрения генерации излучения в области ЭУФ [4]. Основной идеей при создании такого разряда является то, что газ в откачиваемую разрядную камеру подается под высоким давлением (на уровне нескольких бар). Регулирование скорости напуска газа и его откачки позволяет создавать сильно неоднородный профиль давления газа в разрядной камере. Благодаря этому с одной стороны удается обеспечить пробойные условия только в ограниченной области пространства, около отверстия напуска газа, и пресечь распространение разряда навстречу греющему излучению даже в случае достаточно длинных импульсов (более 100 нс). А с другой стороны, низкое фоновое давление газа в разрядной камере обеспечивает прозрачность даже для излучения ЭУФ-диапазона.

Таким образом, одним из ключевых элементов данного источника ЭУФ-излучения является так называемая газовая мишень, обеспечивающая необходимый профиль давления газа в разрядной камере.

В данной работе проведено экспериментальное исследование различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неод-

нородном потоке газа. Для изучения структуры вытекающей из отверстия напуска газовой струи использовался лазерный интерферометр, построенный по схеме Майкельсона. Данный интерферометр позволяет проследить изменение показателя преломления на ходе лазерного луча относительно окружающего фона. Измерения основывались на разнице в показателях преломления напускаемой струи тяжелого инертного газа и фонового газа в разрядной камере при различных давлениях вплоть до форвакуумного.

## Результаты

Для изучения струй, которые могут формироваться газовыми мишенями с соплами различных диаметров, была собрана установка, имеющая в своем составе интерферометр Майкельсона (рис. 1). Параллельный пучок гелий-неонового лазера с помощью двух линз телескопировался и на входе в камеру имел размер 2 см в диаметре. Сделано это было для равномерной засветки исследуемой области. Пучок лазера проходил насквозь вакуумной камеры. Газовая мишень была расположена внутри нее таким образом, чтобы пучок касался металла мишени, а создаваемая газовая струя занимала менее половины площади сечения пучка.



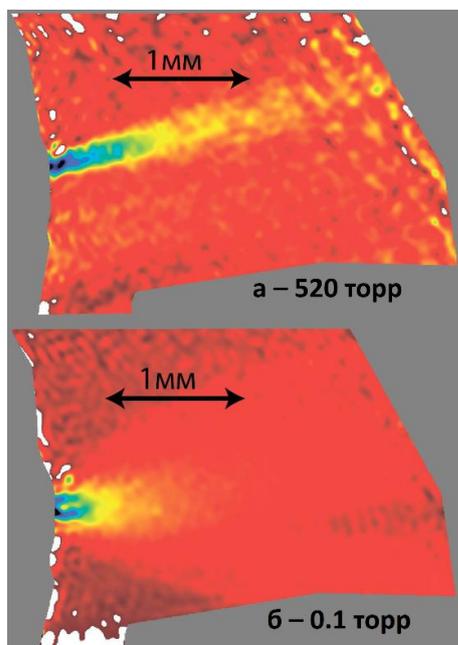
Рис. 1. Схема эксперимента по интерферометрическим измерениям газовых струй

Система переноса изображения состояла из двух линз с фокусными расстояниями 25 и 30 см, что позволило получить изображение объекта на матрице цифровой CCD-камеры с коэффициентом уменьшения 1:2. В качестве камеры была выбрана SDU-285 «Спецтелетехника», плотность упаковки пикселей которой позволила добиться разрешения 5,3 мкм/пиксел.

Для определения фазовых набегов, которые набирают различные участки пучка, на его пути был расположен интерферометр Майкельсона, состоящий из двух зеркал диаметром 5 см и светоделительной

пластиной BSW11R («Thorlabs»). Вместо двухпучковой интерференции, на данном интерферометре реализована схема интерференции пучка с самим собой, т. е. одна половина пучка является информационным излучением – излучение, которое несет в себе информацию о трассе распространения по возмущенному газу; вторая половина – сканирующее излучение, проходящее по невозмущенному газу. Интерференция осуществляется путем взаимодействия сканирующей и информационной части пучка. Камера, осуществляющая регистрацию интерферограммы, была расположена на минимальном расстоянии от интерферометра, что позволило добиться крутого угла схождения лучей и, как следствие, тонких линий интерференции.

Во время эксперимента имелась возможность варьировать как фоновое давление, так и давление в трубке напуска. Для восстановления фазового набегга было выполнено по два снимка для каждого давления в отсутствие и в присутствии газовой струи. Это позволило избежать возникновения фазовых набегов, связанных с геометрическими деформациями стенок камеры и оптических фланцев.



**Рис. 2.** Вид фазового набегга для газовых струй, выпускаемых мишенью с диаметром 80 мкм, при разных фоновых давлениях. Давление в напуске – 2 бара (аргон)

На рис. 2 представлен пример распределения набегга фазы, создаваемого струей аргона, напускаемой через сопло газовой мишени с диаметром выходного отверстия 80 микрон для двух давлений фонового газа – 520 торр (а) и 0,1 торра (б). При давлении 520 торр наблюдается формирование газовой струи с малым углом раскрытия, ось газовой струи не совпадает с осью симметрии медной трубки. По-видимому, срез сопла был наклонен относительно медной трубки. При давлении 0,1 торр наблюдается распад газовой струи, однако спад концентрации нейтралов происходит не сразу, а на расстоянии порядка 0,5 мм от среза сопла.

## Выводы

Проведено экспериментальное исследование различных газовых мишеней для источника точечной плазмы на основе разряда в неоднородном потоке газа. Продемонстрировано, что при существенном снижении давления фонового газа происходит практический развал струи и газ напускается равномерно во всех направлениях. Тем не менее по виду интерферограмм можно постановить, что даже при фоновом давлении порядка долей торра реализуется ситуация, при которой на относительно большом удалении от среза сопла может достигаться концентрация нейтралов газа на уровне  $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Данной концентрации оказывается достаточно, чтобы образующаяся в лазерной искре плазма также имела концентрацию электронов на уровне  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>, что является оптимальным с точки зрения генерации ЭУФ- и ВУФ-излучения.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20166.

## Литература

1. N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko // AIP Advances. 2013. V. 3. P. 082130.
2. S. A. Bogachev, et al. // Appl. Optics. 2016. V. 55. P. 2126.
3. V. V. Kubarev, Ya. I. Gorbachev, O. A. Shevchenko, A. V. Vodopyanov, A. V. Sidorov, and A. P. Veselov // Plasma Sources Sci. Technol. 2023. V. 32. P. 055004.
4. I. S. Abramov, E. D. Gospodchikov, and A. G. Shalashov // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. P. 03406.

# Многослойные рентгеновские зеркала Cr/Sc с улучшенными отражательными характеристиками для спектрального диапазона «окно прозрачности воды»

Р. М. Смертин\*, М. М. Барышева, С. А. Гарахин, В. Н. Полковников,  
Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*smertin\_ruslan@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние методов интерфейс-инжиниринга на отражательные характеристики зеркал Cr/Sc. Получено рекордное значение отражательной способности ( $R = 24,4\%$  на  $3,14$  нм и  $R = 31,5\%$  на  $3,12$  нм) при пассивации слоя Cr после его осаждения. Причиной роста отражательных характеристик является уменьшение перемешивания слоев многослойной системы между собой при неизменном уровне шероховатости межслоевых границ.

## Введение

Многослойные зеркала (МЗ) нормального падения в мягком рентгеновском диапазоне востребованы, например, в задачах рентгеновской микроскопии в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» (2,3–4,4 нм). Большой интерес здесь представляют МЗ на основе Cr/Sc для работы в диапазоне длин волн, больше, чем  $3,12$  нм. Из-за малости периода (около  $1,6$  нм) существенно вырастает влияние на отражательные свойства межслоевой шероховатости и перемешивания материалов на границах раздела. В связи с этим приобретают большое значение методики интерфейс-инжиниринга (управления межслоевыми границами).

Максимально достигнутое значение отражательной способности в настоящее время составляет  $23\%$  на длине волны  $3,12$  нм [1]. Авторы данной работы улучшали отражательные характеристики зеркала Cr/Sc с помощью внедрения буферного слоя  $V_4C$  на поверхность Cr и с помощью азотирования слоя Cr во время его осаждения. Значение отражательной способности у «чистых» зеркал Cr/Sc по данным авторов составляло  $3,9\%$  при  $N = 100$ , тогда при  $N = 300$  отражение будет равно  $R \sim 14\%$ . В работе [2] у «чистой» системы Cr/Sc было получено значение  $R = 21\%$  на длине волны  $3,12$  нм.

В рамках данной работы была проведена работа по улучшению отражательных характеристик у изначально более лучшего зеркала для получения наилучших коэффициентов отражения.

## Методика эксперимента

Многослойные зеркала изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе. Количество периодов было одинаково и составляло  $N = 300$ . Рабочие значения токов на магнетронах менялись в пределах: для Sc от  $0,27$  до  $0,31$  А, для Cr от  $0,375$  до  $0,575$  А, для  $V_4C$  составляло  $0,75$  А. Такие изменения связаны с изготовлением МЗ с разной структурой, но с сохранением значения периода зеркала. Зеркала изготавливались в среде чистого Ar (99,999%) при давлении  $\sim 0,1$  Па и в среде рабочего газа «аргон + азот» при содержании азота от 3 до 20% от значения давления аргона – при давлении от  $\sim 0,103$  до  $\sim 0,12$  Па. Зеркала осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости

$\sim 0,2$  нм) кремниевые пластины. Измерения малоугловой рентгеновской дифракции и измерения диффузного рассеяния на длине волны  $0,154$  нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO. Измерение коэффициентов отражения  $R$  на рабочей длине волны  $3,14$  нм с абсолютной погрешностью  $\Delta R = \pm 1\%$  проводилось на лабораторном рефлектометре с использованием Ti-анода в качестве источника излучения.

Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели в программном пакете Multifitting по данным малоугловой рентгеновской дифракции и измерениям на рабочей длине волны. Учет аппаратной функции прибора для восстановления «истинного» значения отражательной способности зеркал также проводился с использованием программного пакета Multifitting. При обработке измерений на длине волны  $3,14$  нм задавался параметр  $dE/E$ , который был определен с помощью одновременной подгонки измерений одного и того же зеркала [2] на лабораторном рефлектометре и на синхротронном центре BESSY-II. Пример подгонки, с учетом аппаратной функции, приведен на рис. 1.

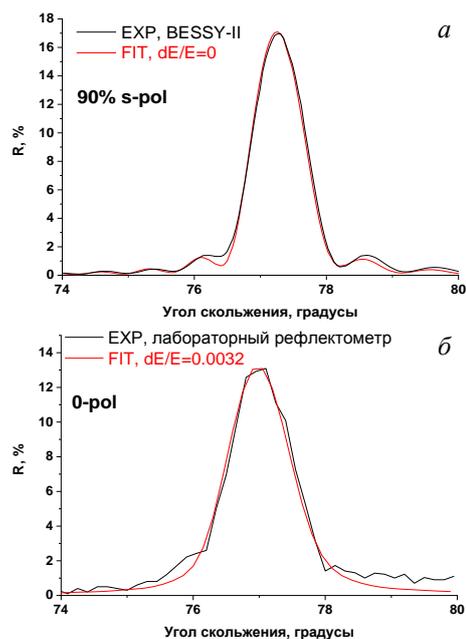


Рис. 1. Подгонка кривых отражения на длине волны  $3,14$  нм с учетом аппаратной функции в синхротронном центре BESSY-II (а) и на лабораторном рефлектометре (б)

## Результаты

Данные по наибольшим достигнутым значениям отражательных характеристик у изученных структур приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения отражательных характеристик изученных структур

Структура	$R$ , %, EXP, 0-pol, 3,14 нм	$R$ , %, восстановленный, 90% s-pol, 3,14 нм	$R$ , %, расчет, 90% s-pol, 3,12 нм
Sc/Cr [2]	13	17	21
Sc/B <sub>4</sub> C/Cr	16	18,9	24,0
B <sub>4</sub> C/Sc/Cr	12	15,1	19,2
<b>Sc/Cr-пас.</b>	<b>21</b>	<b>24,4</b>	<b>31,5</b>
Sc/CrNx	19,7	23,7	29,3
Sc-пас./Cr	14,3	18,1	23,5
Sc-пас./Cr-пас.	18	22,3	29,1
Sc/B <sub>4</sub> C/CrNx	10	13	17,5
Sc/B <sub>4</sub> C/Cr-пас.	16,3	19,2	24,6

Добавление буферных слоев B<sub>4</sub>C на Sc приводит к росту отражательной способности, а добавление B<sub>4</sub>C на Cr приводит к слабому уменьшению, что противоречит результатам других авторов [1], у которых была диаметрально противоположная ситуация.

Наибольшее значение отражательной способности достигнуто при пассивации слоя Cr после его осаждения на «чистый» слой Sc. Подача азота проводилась после прохода подложки над зоной осаждения слоя Cr. Содержание азота составляло 30%.

Чуть менее значимая отражательная способность достигнута при осаждении слоя Cr в среде «аргон + азот», при содержании азота 3%. При таком изготовлении слой Sc принудительно пассивируется в течение 7 с, так как подача азота в камеру напылительной установки проводится до осаждения слоя Cr на подложку.

Все остальные изученные структуры не обладают такими высокими отражательными характеристиками. Были изучены структуры с пассивацией слоя Sc и с пассивацией слоя Cr и Sc одновременно, структуры с буферным слоем B<sub>4</sub>C на Sc при осаждении слоя Cr в среде «аргон + азот», при автоматической пассивации слоя B<sub>4</sub>C и при пассивации слоя Cr. Структуры с осаждением слоя Sc в среде «аргон + азот» не изучались из-за предварительных исследований пленок Sc. Было установлено, что даже пассивация Sc приводит к значительному увеличению плотности пленки – на 26% до значения 3,77 г/см<sup>3</sup> (табл. 2,99 г/см<sup>3</sup>). В свою очередь, пассивация Cr не приводит к значительному изменению плотности пленки – на 0,3%. А изготовление Cr в среде «аргон + азот» приводит к уменьшению плотности тем больше, чем больше содержание азота в среде рабочего газа.

Причиной роста отражательных характеристик, согласно подгонке кривых отражения на длинах волн

0,154 и 3,14 нм, служит меньшее перемешивание слоев Cr и Sc между собой при их изготовлении. При этом значение шероховатости межслоевых границ, по данным диффузного рассеяния, не изменяется у всех изученных структур. Некоторые из измерений приведены на рис. 2.

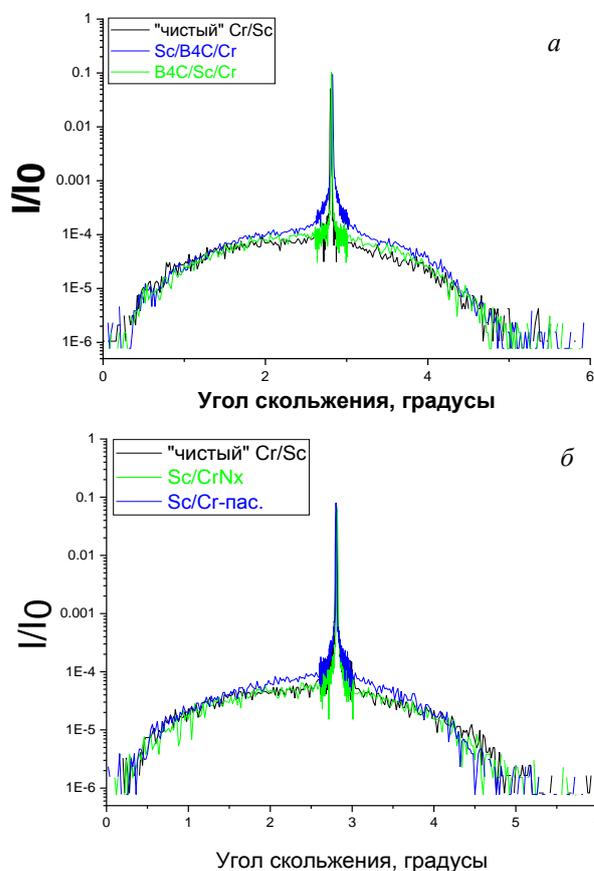


Рис. 2. Кривые диффузного рассеяния в первом брэгговском максимуме на длине волны 0,154 нм для структур без азота (а) и для структур с азотом (б)

## Выводы

Получено рекордное значение отражательной способности у зеркала Cr/Sc при пассивации слоя Cr, после его осаждения ( $R = 24,4\%$  на 3,14 нм и  $R = 31,5\%$  на 3,12 нм). Рост отражательной способности связан с меньшим перемешиванием слоев системы между собой при сохранении значения шероховатости межслоевых границ.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. C. Burcklen, et al. // Optics Letters. 2017. V. 42(10). P. 1927–1930.
2. В. Н. Полковников и др. // ЖТФ. 2020. Т. 90(11). С. 1893–1897.

# О фазовой и групповой скоростях волн в сквозных порах полимерных трековых мембран

Р. М. Фещенко\*, А. В. Митрофанов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991  
\*rusl@sci.lebedev.ru

В работе представлены результаты численного моделирования распространения жесткого рентгеновского излучения в сквозных порах полимерных (ПЭТФ) трековых мембран с использованием 3D параболического уравнения. Получены распределения фазовой и групповой скоростей волн как внутри поры, так за ее пределами. Их изучение показало, что фазовая и групповая скорости постоянны на протяжении большей части длины поры в широком диапазоне диаметров пор и длин волн рентгеновского излучения, а их произведение равно квадрату скорости света в вакууме. Установленные свойства скоростей волн не могут быть объяснены только поведением волноводных мод, распространяющихся в узких сквозных порах, а в основном связаны со свойствами скоростей волн в полимерном материале трековой мембраны. Предложено теоретическое объяснение поведения фазовой и групповой скоростей волн в сквозной поре, основанное на аналитическом решении параболического уравнения для амплитуды поля методом интегральных преобразований.

## Введение

Тонкие полимерные трековые мембраны со сквозными порами микронных или субмикронных диаметров [1] находят самые разнообразные применения в качестве элементов оптики мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового диапазона ( $1 < \lambda < 100$  нм) [2–6]. В силу своей геометрии трековые мембраны – это материал, фазовые характеристики которого зависят от геометрических параметров пор и длины волны падающего на них излучения. В частности, существенный интерес представляет вопрос о фазовой и групповой скоростях волн рентгеновского излучения, распространяющихся в узких порах трековых мембран, так как трековые мембраны используются в том числе и в качестве фазовых элементов рентгеновской оптики. Из-за дисперсии материала стенок пор мембраны как фазовая, так и групповая скорости волн в полном рентгеновском нановолноводе, каким является сквозная пора, зависят от длины волны излучения, и соответственно могут влиять на временную форму импульса проходящего излучения [7].

Цель данной работы – определение путем численных экспериментов с использованием параболического уравнения фазовой и групповой скоростей волн жесткого рентгеновского диапазона, распространяющихся в узких порах в тонких полиэтилентерефталатных трековых мембранах [8], а также исследование зависимостей этих скоростей от диаметра поры и длины волны рентгеновского излучения с учетом материальной дисперсии среды.

Понимание того, как фаза волнового поля изменяется после прохождения через пористую трековую мембрану важно для разработки фазовых фильтров и фазовых экранов для рентгеновского излучения, в том числе для фазовой рентгеновской микроскопии [9]. Для пучков таких узконаправленных источников рентгеновского излучения, как рентгеновский лазер или синхротрон, волновая расчетная модель, сформулированная в параболическом приближении, приводит к результатам, которые могут быть использованы для обработки результатов экспериментов [10].

## Численное моделирование

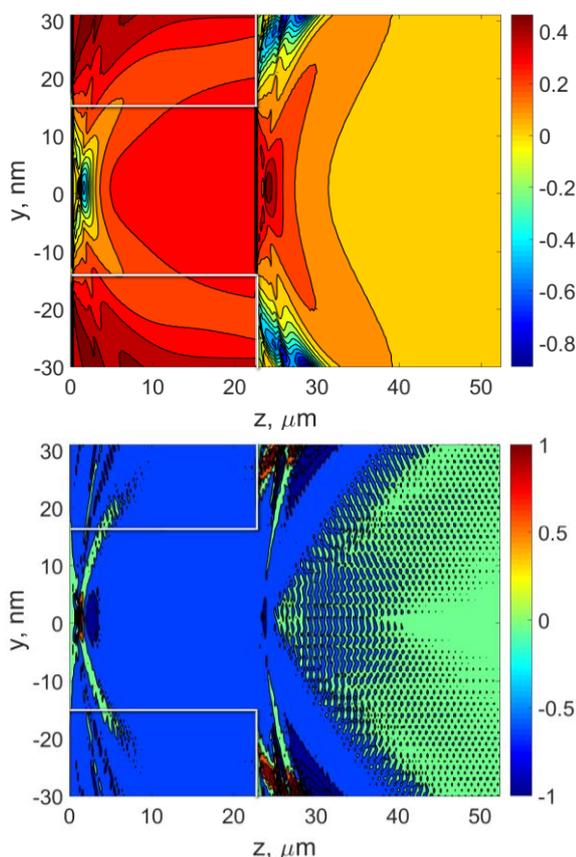
Распространение плоских волн в среде в общем случае характеризуется двумя скоростями: фазовой  $v_{ph}$  и групповой  $v_{gr}$  (см. [11] пп. 38–39). Первая из них отражает скорость изменения фазы поля в заданном направлении (например, в направлении оси  $z$ ), а вторая описывает среднюю скорость движения волнового пакета (если ширина спектра не слишком велика). Обе скорости могут быть найдены путем численного решения задачи распространения излучения в пористой среде.

В настоящей работе для моделирования распространения рентгеновского излучения используется 3D параболическое уравнение, которое решается методом конечно-разностных схем с точными прозрачными граничными условиями в прямоугольной вычислительной области. С детальным описанием используемых численных методов можно ознакомиться в работах [12–13]. Все вычисления проводились с помощью специально созданных для этой цели программных кодов в среде Matlab. Оптические константы ПЭТФ были взяты из работы [14], и на рассматриваемой здесь длине волны  $\lambda = 0,154$  нм были равны  $\delta = 4,453 \cdot 10^{-6}$ ,  $\beta = 1,027 \cdot 10^{-8}$ .

Моделирование распространения излучения через одиночную пору проводится в прямоугольной вычислительной области с большим размером диаметра поры. Длина шага по продольной координате  $z$  во всех случаях равна 100 нм. Образец с порой освещается плоской волной, падающей под углом  $\theta$ . Результатом моделирования является комплексная амплитуда поля  $u$  как функция координат. Фазовая скорость далее рассчитывается, как скорость изменения фазы поля исходя из полученной амплитуды  $u$ . При этом производная фазы по  $z$  считается как разность амплитуды на двух последовательных шагах конечно-разностной схемы, поделенная на длину шага. Для расчета групповой скорости по известной формуле Рэлея рассчитывается распространение излучения на двух близких длинах волн с  $\delta\lambda = 0,01 \cdot \lambda$ , а материальная дисперсия учитывается по известным формулам, верным в жесткой области спектра:  $\delta \sim \lambda^2$  и  $\beta \sim \lambda^3$ .

После прохождения поры моделирование распространения излучения продолжается в свободном пространстве с помощью конечно-разностной схемы для свободного 3D параболического уравнения с теми же шагами сетки, как и в среде.

Расчитанные фазовая и групповая скорости волнового поля, распространяющегося в цилиндрической поре диаметром  $D = 30$  нм в ПЭТФ-мембране толщиной  $L = 22,4$  мкм, показаны на рис. 1. Шаг сетки по поперечным координатам  $(x, y)$ , отсчитываемым от оси поры, равен 1 нм, а угол падения излучения на входной торец поры  $\theta = 0$ . Из рис. 1 видно, что фазовая скорость превышает скорость света в вакууме  $c$ , а групповая скорость меньше скорости света в вакууме. Также видно, что обе скорости имеют постоянное значение на протяжении большей части поры и в ее окрестности, что говорит о линейном характере роста фазы вдоль поры.



**Рис. 1.** Фазовая  $((v_{ph}/c - 1) \cdot 10^5$  – сверху) и групповая  $((v_{gr}/c - 1) \cdot 10^5$  – внизу) скорости в плоскости  $(y, z)$  для волны, распространяющейся в узкой цилиндрической поре. Белые линии соответствуют границам поры

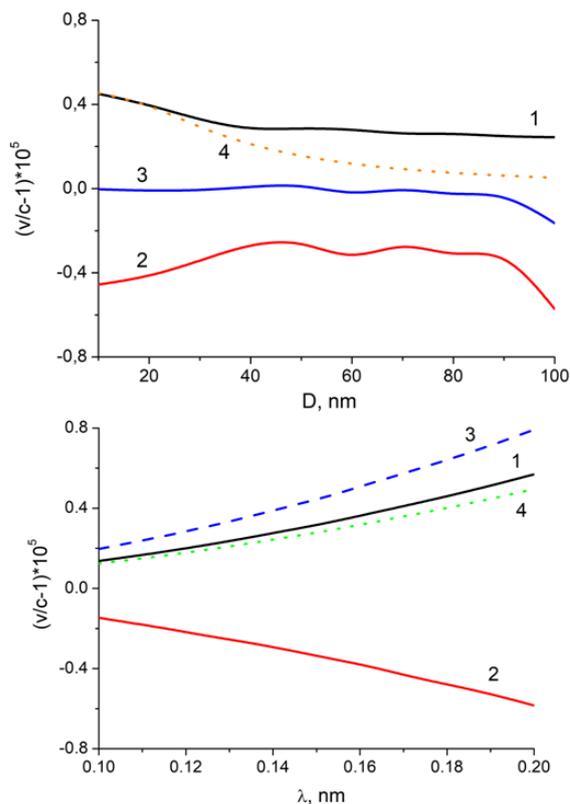
Интерес также представляют зависимости фазовой и групповой скоростей волны от диаметра поры и длины волны излучения. Они изображены на рис. 2, причем значения скоростей брались на оси поры на расстоянии 20 мкм от ее входного торца. Из рис. 2 видно, что обе скорости сравнительно слабо зависят от диаметра поры, немного убывая (возрастая) с его увеличением. Зависимость же скоростей от длины волны достаточно сильная и связана в основном с материальной дисперсией в ПЭТФ.

## Выводы

Как известно, дисперсионное уравнение для мод в цилиндрическом волноводе (в пренебрежении поглощением, которое в жестком рентгеновском диапазоне мало) имеет вид

$$\kappa \frac{K'_m(\kappa D/2)}{K_m(\kappa D/2)} = \beta \frac{J'_m(\gamma D/2)}{J_m(\gamma D/2)}, \quad (1)$$

где  $\gamma$  – это поперечное волновое число для волны в поре,  $\kappa = \sqrt{k^2 \delta - \gamma^2}$ ,  $K_m$  и  $J_m$  – это функция Макдональда и функция Бесселя  $m$ -го порядка соответственно. Уравнение (1) решается относительно  $\gamma$ , при этом фазовая скорость выражается как  $v_{ph} = ck/\sqrt{k^2 - \gamma^2}$ .



**Рис. 2.** Фазовая (линия 1) и групповая скорость (линия 2) для волны, распространяющейся в цилиндрической поре как функция диаметра поры (сверху,  $\lambda = 0,154$  нм) и длины волны (снизу,  $D = 30$  нм). Линия 3 сверху – это среднее геометрическое скоростей, а снизу –  $\delta$ . Линия 4 – это фазовая скорость для основной волноводной моды, полученная из уравнения (1)

Уравнение (1) решается численно методом итераций. При этом берется решение, соответствующее основной (осесимметричной) волноводной моде с  $m = 0$ . Фазовая скорость, вычисленная согласно уравнению (1), показана на рис. 2 как линия 4. Видно, что при малых диаметрах  $D < 30$  нм она хорошо описывает фазовую скорость. Однако при больших диаметрах поры фазовая скорость основной моды заметно меньше численно определенной фазовой скорости.

Совпадение результатов двух методов расчета при малых диаметрах поры можно объяснить тем, что в этом случае мода распространяется в основном за

пределами поры, т. е. эффективный диаметр волноводной моды велик по сравнению с диаметром поры, и поэтому фазовая и групповая скорости определяются только показателем преломления материала мембраны.

Для качественного объяснения результатов для больших диаметров поры полезно воспользоваться простой моделью плоского рентгеновского волновода. Применяя интегральное преобразование Лапласа по координате  $z$  к 3D параболическому уравнению, можно показать, что амплитуда поля внутри узкого (одномодового) волновода может быть представлена как

$$u = \frac{2}{w_0} e^{-i\gamma_0^2 w_0^2} \frac{\cos(2x\zeta w_0/D)}{1 + \zeta\sqrt{1 - w_0^2}} - \frac{\gamma_0^2}{\pi} e^{-i\gamma_0^2} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2}}{u^2 + i\gamma_0^2} \frac{\cos(\kappa_0 x)}{u \cos(\kappa_0 D/2) - i\sqrt{u^2 + i\gamma_0^2} \sin(\kappa_0 D/2)} du, \quad (2)$$

где  $\gamma_0^2 = kz(\delta - i\beta)/2$ ,  $\kappa_0^2 = 2k(u^2 + i\gamma_0^2)/(iz)$ ,  $\zeta = kd\sqrt{\delta - i\beta}/2$  и величина  $w_0 \leq 1$  – это решение дисперсионного уравнения

$$\cos \zeta w_0 = w_0,$$

соответствующее основной моде. Видно, что выражение (2) есть сумма поля основной волноводной моды и поля волн, проникающих в волновод снаружи. Поскольку при больших диаметрах пор доминирует второй член в (2), то очевидно, что в этом случае поле распространяется со скоростями близкими к скоростям волн в однородной среде и отличными от скоростей волноводных мод.

В заключение можно заметить, что обнаруженное постоянство фазовой скорости в порах может быть полезно для создания фазовых фильтров для рентгеновского излучения, которые изменяют фазу поля на заданную величину. Постоянство же групповой скорости (нулевая дисперсия групповых скоростей) означает, что сверхкороткие импульсы рентгеновского излучения (например, от лазера на свободных электронах) будут распространяться без искажений через узкие поры в полимерных трековых мембранах. Поры в трековых мембранах также могут служить высококонтрастными прецизионными тест-объектами для

изучения характеристик фазово-контрастного рентгеновского микроскопа и схем восстановления изображения [8].

## Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004).

## Литература

1. Апель П. Ю., Дмитриев С. Н. Трековые мембраны // Мембраны и мембранные технологии. Под ред. А. Б. Ярославцева. М.: Научный мир, 2013.
2. Dominique M. et al. // Applied optics. 2009. Т. 48, № 5. С. 834–841.
3. Митрофанов А. В. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48, № 2. С. 105–114.
4. Mitrofanov A. V., Apel P. Y. Nuclear Instruments and Methods // Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2006. V. 245, № 1. P. 332–336.
5. Митрофанов А. В., Апель П. Ю. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 1. С. 61–65.
6. Кузнецов В. Д. Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф. М.: Физматлит, 2009.
7. Brillouin L. Wave propagation and group velocity // Academic press, 2013. Т. 8.
8. Митрофанов А. В., Попов А. В., Прокопович Д. В. // Журнал технической физики. 2020. Т. 90, № 11. С. 1898–1905.
9. Митрофанов А. В., Попов А. В., Прокопович Д. В. // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2020. Т. 12, № 2. С. 173–190.
10. Гаспарян П. Д., Стариков Ф. А., Старостин А. Н. // Успехи физических наук. 1998. Т. 168, № 8. С. 843–876.
11. Борн Э. М. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
12. Митрофанов А. В., Фещенко Р. М. // Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева РАН. 2022. Т. 49, № 6. С. 29–36.
13. Feshchenko R. M., Popov A. V. // JOSA A. 2011. Т. 28, № 3. С. 373–380.
14. X-Ray Interactions with Matter, 2010. URL: [www.cxro.lbl.gov/optical\\_constants/](http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/).

# Нитридизация как метод повышения термической стабильности короткопериодных многослойных зеркал

Е. О. Филатова<sup>1,\*</sup>, С. С. Сахоненков<sup>1</sup>, А. В. Соломонов<sup>1</sup>, Р. М. Смертин<sup>2</sup>,  
В. Н. Полковников<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

\*elenaofilatova@mail.ru

Изучено влияние азотирования на перемешивание тонких слоев Cr, Sc в многослойной структуре Sc/Cr. Сравниваются процессы пассивации слоев Cr и Sc азотом с синтезом этих слоев в азотной среде. Совместный анализ полученных экспериментальных результатов и теоретических данных позволил выбрать многослойную систему [Sc/CrN<sub>x</sub>]<sub>300</sub>, синтезированную в среде аргон + азот (3%), которая была изучена в широком диапазоне температур. Анализ данных рентгеноструктурного анализа показал, что образец состоит из рентгеноаморфных слоев, кристалличность которых практически не меняется с повышением температуры. Результаты показывают, что система [Sc/CrN<sub>x</sub>]<sub>300</sub> с небольшим содержанием азота очень устойчива к повышенным температурам до 450 °С.

## Введение

Многослойные рентгеновские зеркала (МЗ) являются гибким инструментом для работы с рентгеновским излучением в широком диапазоне энергий: от экстремального ультрафиолета до жесткого рентгена, что обеспечивается путем подбора оптимальной пары материалов слоев и их толщины для того или иного диапазона. Короткопериодные многослойные зеркала (с величиной периода менее 2–3 нм) используются для обеспечения работы рентгеновских микроскопов в диапазоне «окна прозрачности воды», каналов вывода синхротронного излучения и нейтронных водов. Ключевым параметром многослойного зеркала, определяющим работу всей системы, является коэффициент отражения, на величину которого влияет множество факторов. Одним из основных факторов является формирование переходных областей между слоями. В случае короткопериодных зеркал протяженность переходного слоя может быть сопоставима с номинальной толщиной исходных слоев, что может привести к уменьшению коэффициента отражения в разы. Существуют различные способы борьбы с формированием переходных слоев. Среди стандартных методов выделяют, как правило, использование ультратонких барьерных слоев, нитридизацию и ионное ассистирование. На примере короткопериодной многослойной системы Cr/Sc рассмотрена возможность управления параметрами переходных областей в широком диапазоне температур при использовании техники нитридизации основных слоев. Было изучено влияние интеркаляции азота на перемешивание ультратонких слоев Cr и Sc до и после отжига. Данные исследования мотивированы не только интересом к изучению фундаментальных физических явлений, сопровождающих процесс азотирования, но, прежде всего, их важностью для применения в ряде передовых технологий.

## Детали эксперимента

Все МЗ были синтезированы методом магнетронного распыления. Анализ химического состава слоев, составляющих многослойные покрытия, проводился с использованием РФЭС на лабораторной установке Escalab 250 Xi ресурсного центра «Физические мето-

ды исследования поверхности» научного парка СПбГУ и лабораторном модуле ЭСХА экспериментальной станции НаноФЭС Курчатовского специализированного источника синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов». Отжиг образцов проводился в камере подготовки спектрометра Escalab 250 Xi в высоком вакууме (остаточное давление газа около 10<sup>-6</sup> Па). Рентгеновская рефлектометрия (XRR) и рентгеновская дифракция скользящего падения (GIXRD) были реализованы на приборе Bruker «D8 DISCOVER».

Азотирование осуществлялось путем введения газообразного азота в камеру во время или после (в случае пассивации слоя) нанесения материала. Парциальное давление N<sub>2</sub> составляло от 3 до 20% по отношению к давлению газа Ar 0,1–0,13 Па. Давление измерялось с помощью Pfeiffer PKR 251. Чистота газообразного азота составляла 99,998%, а газообразного аргона – 99,998%.

## Основные результаты

Для понимания процесса, происходящего между скандием, хромом и азотом, были детально изучены как процесс пассивации азотом, так и процесс синтеза слоев хрома и скандия в азотной среде. Совместный анализ фотоэлектронных спектров Sc-2p, Cr-2p и N-1s указывает на то, что присутствие азота в камере приводит к его взаимодействию с поверхностью пленки скандия с образованием соединения ScN<sub>x</sub>; при этом азот не взаимодействует со слоем хрома. Важно отметить, что скандий активно взаимодействует с азотом независимо от момента введения азота в камеру. Путем нанесения тонкого барьерного слоя на слой скандия можно ограничить взаимодействие слоя Sc с азотной средой. Детальный анализ фотоэлектронных спектров Sc-2p + N-1s выявил значительное уменьшение вклада ScN<sub>x</sub> в системе Sc/V<sub>4</sub>C/N<sub>2</sub> после введения тонкого барьерного слоя V<sub>4</sub>C.

Особое внимание уделялось изучению влияния порядка нанесения слоев на формирование границы раздела, что позволило выявить различные механизмы формирования межслоевой области в азотированной структуре Sc/Cr. В частности, установлено, что в системе CrN<sub>x</sub>/Sc имеет место вымывание азота скандием из слоя хрома, в то время как в системе Sc/CrN<sub>x</sub>

дополнительное взаимодействие скандия с азотной средой с образованием  $\text{ScN}_x$  перед нанесением слоя хрома имеет место (рис. 1).

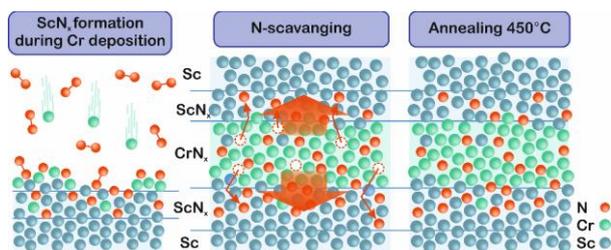


Рис. 1. Схематическое изображение процессов в системе Sc/Cr в присутствии азота

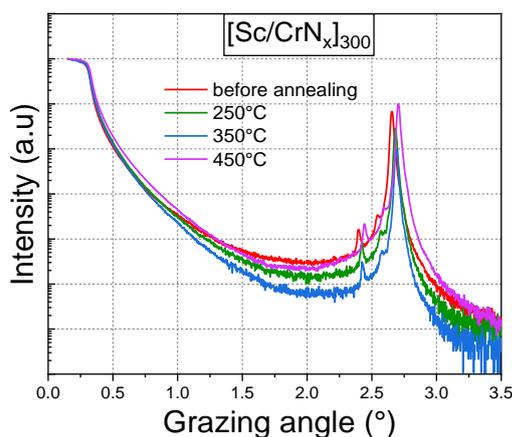


Рис. 2. Кривые отражения, полученные для многослойной системы  $\text{Si}/[\text{Sc}/\text{CrN}_x]_{300}$  до и после отжига при температурах 250 °C, 350 °C и 450 °C

Также был проведен теоретический анализ влияния азотирования на оптические характеристики системы. Совместный анализ полученных экспериментальных результатов и теоретических данных позволил выбрать многослойную систему  $[\text{Sc}/\text{CrN}_x]_{300}$ , синтезированную в среде аргон + азот (3%). Анализируя различное содержание азота в системе, мы впервые обнаружили, что небольшого количества азота в слое Cr достаточно для улучшения свойств мультислоя Sc/Cr. Именно небольшие количества азота позволяют сохранить аморфность структуры Sc/Cr, тогда как в существующих исследованиях используются высо-

кие содержания азота (более 30%) [1, 2], что неизбежно приводит к кристаллизации структуры в процессе отжига и, как следствие, к увеличению межслоевой шероховатости.

Анализ данных, полученных методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, не выявил образования дополнительных соединений в многослойной системе  $\text{Si}/[\text{Sc}/\text{CrN}_x]_{300}$  в процессе отжига: только увеличение окисления слоя скандия с повышением температуры было обнаружено. Показано, что метод азотирования позволяет эффективно сохранять слоистую структуру и аморфность слоев Sc/Cr до 450 °C (рис. 2) [3].

Изучение системы Sc/Cr с различными барьерными слоями [4] показало, что введение барьерного слоя Si в многослойную систему позволяет повысить термическую стабильность зеркала, сохраняя его аморфность и слоистость до температуры 350 °C. Таким образом, сопоставление двух методов указывает на большую перспективность метода азотирования в случае многослойной структуры Sc/Cr, когда речь идет о термической стабильности зеркала.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-72-20125-П. Авторы также выражают свою благодарность Междисциплинарным ресурсным центрам СПбГУ по направлению «Физические методы исследования поверхности», «Рентгенодифракционные методы исследования» и НИЦ «Курчатовский институт» (лабораторный модуль ЭСХА) за проведенные исследования.

### Литература

1. N. Ghafoor, F. Eriksson, A. S. Mikhaylushkin, I. A. Abrikosov, M. Eric, U. Gullikson, M. Kressig, L. Beckers, J. B. Hultman // *J. Mater. Res.* 2009. 24. 79–95.
2. F. Eriksson, N. Ghafoor, L. Hultman, J. Birch // *J. Appl. Phys.* 2008. 104.
3. E. O. Filatova, S. S. Sakhonenkov, A. V. Solomonov, R. M. Smertin, V. N. Polkovnikov // *Applied Surface Science.* 2024. 644. 158791-12.
4. E. O. Filatova, S. S. Sakhonenkov, A. V. Solomonov, R. M. Smertin, V. N. Polkovnikov // *Applied Surface Science.* 2023. 611. 155743-9.

# Групповое время задержки и время отражения нейтронной волны

А. И. Франк<sup>1,\*</sup>, В. А. Бушуев<sup>2,\*\*</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская обл., 141980

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, Москва, 119991

\*frank@jinr.ru, \*\*vabushuev@yandex.ru

Понятие «групповое время отражения» (ГВЗ) успешно используется для описания многих нейтронно-оптических проблем, что способствовало представлению о том, что ГВЗ является также и универсальной мерой времени отражения. Однако недавно было показано, что в некоторых случаях это представление ведет к серьезным противоречиям, и в частности приводит к нефизически малому времени отражения вне области ПВО. В докладе предлагается вероятное объяснение этого парадокса и обсуждаются возможные подходы к определению времени формирования отраженной волны вне области ПВО.

## Введение

В настоящем докладе мы продолжаем начатое в [1] обсуждение проблемы связи физического времени отражения волны с так называемым групповым временем задержки (ГВЗ). Последнее является приближенной мерой задержки волнового пакета при его взаимодействии с потенциальной структурой [2, 3]. Использование понятия ГВЗ в нейтронной оптике весьма продуктивно. Вместе с тем представление об однозначной связи между ГВЗ и между глубиной формирования отраженной волны приводит к существенным противоречиям, что особенно наглядно проявляется при рассмотрении отражения в области выше порога полного внешнего отражения (ПВО). Ниже мы предлагаем вероятное объяснение этого противоречия. В заключение приводится кажущаяся нам реалистической оценка времени отражения нейтронов выше порога ПВО и предлагается подход к ее экспериментальной проверке.

## ГВЗ при отражении нейтронной волны

Не ставя здесь целью перечисление многочисленных примеров использования понятия ГВЗ в нейтронной оптике, ограничимся здесь только вопросом об отражении. В этом случае понятие ГВЗ естественным образом возникает из анализа временных соотношений между падающим на поверхность  $A_{in}(t)$  и отраженным  $A_R(t)$  импульсами (волновыми пакетами). Легко показать (см., например, [4]), что амплитуда  $A_R(t)$  описывается соотношением

$$A_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) A_{in}(\Omega) e^{-i\Omega t} d\Omega \approx |R(\omega_0)| A_{in}(t - \tau), \quad (1)$$

где  $\tau = d\varphi/d\omega$  – ГВЗ;  $\varphi$  – фаза амплитудного коэффициента отражения  $R$ ;  $\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega_0$  – центральная частота падающего излучения со спектром  $A_{in}(\Omega)$ . Предполагается, что функция  $R(\omega)$  слабо меняется в пределах спектра  $A_{in}(\Omega)$ .

## Случай полного отражения

В случае отражения от полубесконечной среды для амплитуды отраженной волны имеем

$$R(\omega) = (k_z - q_z) / (k_z + q_z), \quad (2)$$

где  $k_z$  и  $q_z$  – нормальные к поверхности компоненты волновых векторов соответственно в вакууме и в сре-

де. Здесь предполагается, что справедлив потенциальный закон дисперсии  $q^2 = k^2 - 4\pi Nb$ , где  $N$  – плотность ядер,  $b = b' - ib''$  – комплексная длина рассеяния нейтронов на ядрах среды. В случае ПВО, когда  $k_z < k_b = \sqrt{4\pi Nb'}$ ,

$$\tau = \frac{2m}{\hbar k_z \sqrt{k_b^2 - k_z^2}} \quad (k < k_b), \quad (3)$$

где  $m$  – масса нейтрона.

Имеется два знаковых обстоятельства, способствующих появлению представления о справедливости ГВЗ как физической меры времени отражения, тесно связанной с областью формирования отраженной волны. Прежде всего, величина (3) совпадает с интуитивной оценкой времени отражения  $\delta t = 2L/V$ , где  $L$  – глубина проникновения волны в среду, а  $V$  – скорость. Эта оценка связана с распространенным представлением о том, что при ПВО волна сначала проникает в среду на некоторую глубину  $L$ , а затем возвращается в вакуум, на что ей требуется некоторое время (см., например, [4]). Положив для глубины проникновения величину длины затухания волны в среде  $L_z = 1/\text{Im}(q_z)$ , немедленно получаем  $\delta t = \tau$ . Поэтому кажется вполне естественным придать величине  $l = V_z \tau$  смысл длины формирования отраженной волны. Однако, как отмечалось в [1], причины такого совпадения совершенно не понятны, так как в полубесконечной однородной среде отсутствует обратная волна  $\sim \exp(-iq_z z)$ .

Второе важное обстоятельство связано с известным эффектом Гуса – Хенхен, который заключается в продольном смещении отраженного волнового пучка при его наклонном падении на поверхность среды. Величина этого смещения  $\xi = \tau V_x$  в точности равна произведению компоненты скорости частицы, параллельной поверхности, на ГВЗ, что также соответствует представлению о том, что понятие ГВЗ при отражении является хорошей физической мерой времени отражения. Однако и тут имеется обстоятельство, препятствующее представлению о связи ГВЗ с временем и глубиной формирования отраженной волны [1].

## Отражение выше порога ПВО

При вычислении величины ГВЗ при отражении выше порога ПВО удобно воспользоваться принятым

в нейтронной оптике представлением об эффективном потенциале среды  $U = (2\pi\hbar^2/m)Nb$ . В этом случае

$$\tau \simeq \hbar\eta \frac{U}{4E^2}, \quad (4)$$

где  $E = (\hbar^2/2m)k_z^2$ ,  $\eta = (b''/b')$ . Положив  $E \approx 2U$  и приняв во внимание, что типичное значение величины  $\eta \approx 10^{-4}$ , получим оценку  $\tau \approx 10^{-14}$  с. Предположение о связи  $\tau$  с глубиной формирования отраженной волны вида  $l \approx \tau V$  приводит к нефизическому результату  $l \approx 10^{-13}$  м.

### Связь ГВЗ со скоростью в вакууме

Кажущаяся парадоксальной связь длины затухания, ГВЗ и скорости  $l = V_z\tau$  имеет, видимо, вполне ясное объяснение. Оно содержится в работах, посвященных эффекту Гуса – Хенхен, и в том числе в обзоре [4]. Известно, что явление ПВО приводит к накоплению в приповерхностной области некоторого избыточного потока, являющегося суммой потока затухающей волны в среде, и потока, связанного с интерференцией падающей и отраженной волн. Плотность этого потока есть  $\Delta J = 2\hbar k_x / (m\sqrt{k_b^2 - k_z^2})$ . С избытком потока связан, очевидно, и избыток плотности нейтронов  $n = \Delta J/V_x = 2l$ , для накопления которого требуется время  $\delta t$ . Его можно считать альтернативным определением времени отражения. Разделив  $n$  на нормальную компоненту плотности потока  $V_z$ , получаем для времени отражения величину  $\delta t = \tau$ . Таким образом, скорость  $V_z$ , возникшая при этих вычислениях, связана не с вакуумной скоростью нейтрона в среде, как можно было подумать, а с квантово-механической плотностью потока.

### ГВЗ и область формирования когерентных волн

Аномально малая величина ГВЗ при надпороговом отражении заставляет усомниться в правомочности отождествления его со временем отражения, если под последним понимать время, за которое формируется отраженная и преломленная волны. Такое сомнение, по-видимому, вполне оправданно. Дело в том, что квантово-механическое понятие ГВЗ применимо лишь к случаю строго определенной области действия потенциала. В оптических задачах также строго должны быть заданы зависящие от координат свойства среды. В этих условиях ГВЗ дает правильный, хотя и приближенный ответ на смещение максимума волнового пакета, и рассмотренный выше случай надпорогового отражения не является здесь исключением. Однако не следует ожидать, что можно таким образом получить данные о области формирования отраженной и преломленной волн, являющихся результатом интерференции сферических волн от элементарных рассеивателей. В нейтронной оптике

такowymi являются ядра. Для решения этой задачи необходим, по-видимому, какой-то микроскопический подход.

### Отражение выше порога ПВО в первом борновском приближении

Возможным методом анализа физики отражения нейтронов выше порога ПВО может быть первое борновское приближение [5]. Полагая, что превышение над порогом значительное, для волновой функции отраженной волны находим:

$$\Psi_1(\mathbf{r}) = \frac{ik_b^2 e^{ikr}}{2k_z} \int_0^\infty e^{-iQz} dz, \quad (5)$$

где переданный импульс  $Q = 2k_z$  характеризует глубину затухания этой волны в веществе  $L = Q^{-1}$ . Результатом интегрирования (5) является очевидное соотношение  $\Psi_1(\mathbf{r}) = Re^{ikr}$ , где амплитуда волны  $R = k_b^2/4k_z^2$  в точности совпадает с коэффициентом Френеля при достаточном превышении над порогом. Естественно считать, что рост амплитуды волны в веществе по мере приближения к границе и есть демонстрация ее формирования на длине  $L = Q^{-1}$ . Что касается времени отражения  $\tau$ , то для его оценки снова можно принять величину порядка  $L/V_z$ . Основанием для использования здесь величины  $V_z$  является не сопоставление со скоростью волны в веществе, а то обстоятельство, что сферические волны, являющиеся результатом рассеяния падающей волны, характеризуются волновым числом падающей волны. Численно  $\tau \approx 10^{-9}$  с.

Возможности экспериментальной оценки времени надпорогового отражения ограничиваются, по-видимому, наблюдением нестационарного эффекта расщепления спектра при отражении от поверхности, колеблющейся с высокой частотой. Такое расщепление возможно только в случае, если период колебания превышает время формирования отраженной волны. Наилучшая современная оценка  $\tau \leq 10^{-9}$  с следует из наблюдения нестационарной дифракции нейтронов на поверхностной акустической волне [6].

### Литература

1. В. А. Бушуев, А. И. Франк // Нанозлектроника: матер. XXIII междунар. симпоз. 2019. Т. 1. С. 434–435.
2. D. Bohm // Quantum Theory. New York : Prentice-Hall, 1951.
3. E. P. Wigner // Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 145–147.
4. В. А. Бушуев, А. И. Франк // УФН. 2018. Т. 188. С. 1049–1062.
5. В. А. Бушуев, А. И. Франк // Современная рентгеновская оптика – 2023: Труды школы молодых ученых. 2023. С. 12–17. <http://modern.xray-optics.ru>.
6. Г. В. Кулин, А. И. Франк, Н. В. Реброва и др. // Нанозлектроника: матер. XXVII междунар. симпоз. 2023. С. 860.

# О корректном применении преломляющей рентгеновской оптики на ондуляторных станциях источников СИ 4-го поколения для когерентных методов

Ю. В. Хомяков<sup>1,\*</sup>, Я. В. Ракшун<sup>1,2</sup>, В. А. Чернов<sup>1</sup>, И. П. Долбня<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, Новосибирск, 630102, Россия

<sup>3</sup>Diamond Light Source, UK, Didcot, Oxfordshire, OX11 0DE

\*yu.v.khomyakov@yandex.ru

В работе представлен концепт оптической схемы ондуляторной станции на источнике СИ 4-го поколения, основанной на применении преломляющей оптики. Формирование вторичного источника позволяет в качестве первичных оптических элементов, принимающих пучок, использовать «плотные» линзы, искажающие волновой фронт. При этом в области образца можно получить гладкий волновой фронт при сохранении максимально высокого потока фотонов.

В последние десятилетия активное развитие получили методы высокоразрешающей рентгеновской микроскопии и наноскопии. В частности, с увеличением степени когерентности излучения, генерируемого на ондуляторных станциях источников СИ, все большее применение находят методы когерентной визуализации, позволяющие достигать пространственного разрешения порядка 10 нм, а именно: птохграфия (в том числе в комбинации с рентгенофлуоресцентным анализом) и когерентный дифракционный имаджинг. Для реализации указанных методов чрезвычайно важно иметь гладкий волновой фронт при сохранении максимально высокого потока фотонов.

Одним из лучших материалов для создания преломляющих рентгеновских элементов является бериллий благодаря высокому соотношению  $\delta/\beta$ . Однако применение коммерчески доступных преломляющих линз из порошкового бериллия для фокусировки когерентного излучения приводит к возникновению паразитных спекл-структур. При этом от спекл-структур на образце можно избавиться, если сформировать вторичный источник с использованием таких линз, производя промежуточную фокусировку на апертуре (пинхол или регулируемые щели). В качестве оптики финального фокуса при этом можно использовать рентгеноаморфные полимерные планарные скрещенные линзы, не создающие паразитную интерференцию.

Апертура бериллиевых линз составляет порядка миллиметра, поэтому для сохранения потока фотонов их целесообразно приблизить к источнику излучения. Однако размещение набора линз во фронтенде ярких источников 4-го поколения приводит к чрезвычайно высоким тепловым нагрузкам на первые линзы. Решением может быть установка рентгеноаморфных фильтров и/или использование более термостойкого материала для первых линз с малым  $Z$  (например, бора или углерода).

Отметим, что использование апертуры обеспечивает предварительную спектральную фильтрацию излучения и снижение интегральной тепловой нагрузки на следующие оптические элементы. Сдвиг вторичного источника к началу станции позволяет освободить пространство для размещения различных оптических элементов и систем окружения образца. Оптическая схема с четырехзеркальным и четырехкристальным монохроматорами позволит реализовать следующие режимы работы станции с «розовыми» и монохроматическими пучками:

- Линзы во фронтенде строят изображение на пинhole непосредственно перед образцом (очень высокий поток, размер порядка 200 мкм);
- Линзы во фронтенде создают вторичный источник, изображение которого строится на образце адиабатическими полимерными скрещенными линзами (поток все еще довольно высок, размер менее 50 нм).

В данной работе представлен концепт оптической схемы, приведены вычисления на примере параметров источника ЦКП «СКИФ».

# Плавно регулируемые жидкие линзы для источников СИ 4-го поколения

Ю. В. Хомяков<sup>1,\*</sup>, А. А. Бурдилов<sup>2</sup>, Я. В. Ракшун<sup>1,3</sup>, В. А. Чернов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073

<sup>3</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, Новосибирск, 630102

\*у. v.khomyakov@yandex.ru

В работе представлен концепт плавно регулируемого набора жидких линз для фокусировки излучения в жестком рентгеновском диапазоне. Жидкое рабочее тело линз позволяет принимать пучки высокой плотности мощности, характерные для ондуляторных источников 4-го поколения. Плавная настройка оптической силы линз позволяет использовать преломляющую оптику в спектроскопических (XAFS) приложениях.

Развитие источников синхротронного излучения (СИ), а именно переход к машинам 4-го поколения, рождает необходимость разработки специализированных фокусирующих рентгенооптических элементов. Излучение, генерируемое вставными устройствами новых источников СИ, является частично когерентным, поэтому искажения волнового фронта, неизбежно возникающие, например, при прохождении излучения через линзы из пористого порошкового бериллия или при отражении от неидеальных поверхностей фокусирующих зеркал, приводят к появлению паразитных интерференционных паттернов. Кроме того, ондуляторные и вигглерные пучки СИ на машинах нового поколения обладают высокой мощностью и плотностью мощности, из-за чего возникают нетривиальные задачи термостабилизации оптики и компенсации искажений волнового фронта, вызванных термоиндуцированными деформациями.

Исходя из этого, представляет интерес развитие рентгеновской оптики, лишенной перечисленных недостатков. В частности, интересным подходом является создание адаптивной оптики на «жидких» линзах. В качестве специализированной фокусирующей

оптики для источников СИ 4-го поколения могут служить столбы жидкости с плавно регулируемой формой. Предлагается использовать набор параллельных полых капиллярных трубок, зажатых между двумя пластинами: полости между капиллярами заполняются жидкостью, образуя двояковогнутые одномерные линзы. Изменение формы жидких линз в этом случае обеспечивается путем упругой деформации капилляров при их сжатии. Такая плавная регулировка формы, и следовательно оптической силы линз, позволит проводить сканирование по энергии фотонов с сохранением положения фокуса на образце, например, в micro-XAFS-экспериментах. Использование в качестве тела линзы жидкости избавляет фокусирующую оптику от недостатков монокристаллических, поликристаллических и порошковых материалов – генерации спекл-структур. В случае необходимости отвода высоких тепловых нагрузок реализуется поток жидкости между капиллярами.

В данной работе изложен концепт плавно регулируемого набора жидких линз, а также представлен прототип устройства.

# Радиационно-охлаждаемый аморфный фильтр на основе сверхтонких фольг для источников СИ 4-го поколения

Ю. В. Хомяков<sup>1,\*</sup>, О. М. Кутькин<sup>2</sup>, Я. В. Ракшун<sup>1,3</sup>, В. А. Чернов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090

<sup>2</sup>Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073

<sup>3</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, Новосибирск, 630102

\*y.u.v.khomyakov@yandex.ru

В работе изложен концепт тонкопленочного аморфного фильтра рентгеновского излучения на радиационном охлаждении. Основным преимуществом предлагаемого устройства является возможность фильтрации пучков синхротронного излучения высокой плотности мощности без внесения искажений в волновой фронт, что особенно важно для исследовательских приложений частично когерентного излучения источников 4-го поколения.

Ультранизкий эмиттанс новых источников синхротронного излучения (СИ) приводит к росту доли когерентных фотонов в генерируемых пучках. При этом существенными становятся эффекты, обусловленные искажениями волнового фронта пучков излучения на оптических элементах, например, при прохождении через монокристаллические фильтры, через линзы из пористого порошкового бериллия или при отражении от неидеальных поверхностей зеркал. Само наличие кристаллических зерен в материале фильтров и линз из-за частичной когерентности излучения приводит к появлению спекл-структур. Кроме того, пучки СИ, генерируемые на источниках нового поколения, обладают очень высокой плотностью мощности, что приводит к перегреву первых оптических элементов, в частности, фильтров, зеркал и линз.

Исходя из этого представляет интерес развитие рентгеновской оптики, лишенной перечисленных недостатков. В частности, «идеальным» может стать термостойкий рентгеновский фильтр на основе пакета сверхтонких фольг. Необходимая толщина фильтрующего материала достигается набором свободно висящих многослойных фольг субмикронной толщины, охлаждение которых происходит путем лучистого теплообмена. В этом случае ключевым является создание чередующихся аморфных слоев в многослойной структуре. Отметим, что в качестве альтернативы многослойным структурам могут выступать аморфные стекла, в частности металлические стекла.

Перспективным является использование таких фильтров в качестве монитора пучка по тепловому

излучению. Единичная фольга может служить в качестве окна в сверхвысоковакуумных каналах. Весь пакет может снижать молекулярную проводимость вакуумного канала, а также выполнять роль геттера при использовании соответствующих материалов фольг.

Другим интересным подходом является создание адаптивной оптики на «жидких» линзах. В качестве специализированной фокусирующей оптики для источников СИ 4-го поколения могут служить жидкие линзы – струи – с плавно регулируемой формой. Предлагается использовать набор параллельных полых капиллярных трубок, зажатых между двумя пластинами, и пропускать жидкость между этими трубками. Изменение формы струй в этом случае обеспечивается путем упругой деформации капилляров при их сжатии. Такая плавная регулировка формы, и следовательно оптической силы линз, позволит проводить сканирование по энергии фотонов с сохранением положения фокуса на образце, например, в *micro-XAFS*-экспериментах. Использование в качестве тела линзы струй жидкости избавляет такую оптику от недостатков монокристаллических, поликристаллических и порошковых материалов – генерации спекл-структур. Более того, предлагаемая конструкция способна выдерживать большие тепловые нагрузки, что особенно актуально из-за высокой плотности мощности вигглерного и ондуляторного излучения источников СИ 4-го поколения.

В данной работе изложен концепт тонкопленочного аморфного фильтра на радиационном охлаждении.

# Коррекция волнового фронта в ЭУФ-диапазоне длин волн путем использования свободновисящих пленок

Е. Б. Ключенков, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, А. Е. Пестов, **Н. Н. Салащенко**,  
Н. Н. Цыбин\*, Н. И. Чхало

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
tsybin@ipmras.ru

Предложена методика создания работающих на пропускание свободновисящих пленочных элементов, предназначенных для коррекции волнового фронта излучения ЭУФ-диапазона. Изготовлены образцы пленочных структур, служащих исходной основой при формировании фазовых корректоров на длине волны 13 нм, и с однородным по апертуре пропусканием не менее 60%. Продемонстрирована возможность использования ионного травления для локального изменения толщины свободновисящих многослойных пленок.

## Введение

Для достижения максимального разрешения оптической схемы (системы рентгеновских зеркал) необходимо иметь точность волнового фронта лучше некоторого уровня, определяющегося критерием Рэлея или Маришала. Например, допустимой величиной фазового искажения волнового фронта на длине волны  $\lambda = 13$  нм считается  $\Delta\varphi < \pi/4$ , что соответствует отклонению формы поверхности зеркала  $\Delta h = \lambda/16$ .

Ошибки формы поверхности зеркал могут возникать при изготовлении подложек или быть обусловлены внутренними напряжениями в нанесенном на подложку многослойном покрытии. Также причинами появления искажений волнового фронта могут стать изменения формы отдельных зеркал (из-за нагрева или неправильного крепления), неточности позиционирования зеркал.

Одним из возможных способов локальной коррекции ошибок волнового фронта в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн является добавление в оптическую систему корректора в виде неоднородной по толщине свободновисящей пленки [1]. Пленочный корректор может быть выполнен в двух вариантах и состоять из одной или двух пленочных структур, задающих необходимые распределения фазового сдвига и интенсивности.

В случае использования одной пленки (что придает пленке дополнительную механическую прочность) многослойная структура будет содержать две функциональные части: фазовую, обеспечивающую локально требуемый набег фаз проходящего волнового фронта, и амплитудную, восстанавливающую равномерное распределение интенсивности в пучке (рис. 1).

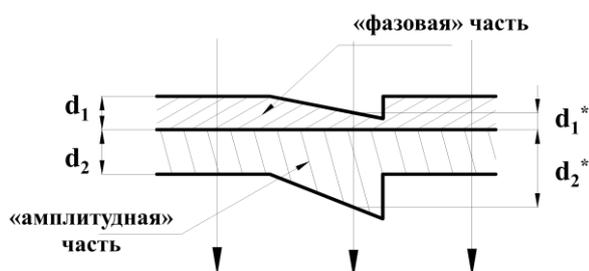


Рис. 1. Схематическое изображение пленочного корректора волнового фронта ЭУФ-диапазона с линейной зависимостью фазового сдвига от координаты и с выровненной по апертуре прозрачностью

Материал для фазовой части должен иметь максимально отличный от единицы показатель преломления и минимальное поглощение. Чтобы не вносить фазовых искажений, в амплитудной части нужно использовать материалы с показателем преломления, близким к единице.

Разницу в набеге фаз ( $\Delta_{12}$ ) на конкретной длине волны между областями с разной толщиной фазовой и амплитудной части можно вычислить зная оптические константы материалов:  $\Delta_{12} = \Delta - \Delta^* = (1 - n_1)d_1 + (1 - n_2)d_2 - (1 - n_1)d_1^* - (1 - n_2)d_2^* \approx (1 - n_1) \cdot (d_1 - d_1^*)$ . Для заданного набеге фаз, максимально возможный коэффициент пропускания корректора определяется формулой:  $T_{max} = \exp(-\Delta_{12} \times 4\pi/\lambda \cdot 1/[(1 - n_1)/k_1 - (1 - n_2)/k_2])$ , где  $n_1, n_2, k_1, k_2$  – действительные и мнимые части показателя преломления.

Из формул видно, что при выборе оптимальных (с точки зрения достижения максимального фазового сдвига при максимально возможном коэффициенте пропускания) материалов пленочного корректора необходимо знать значения  $n$  и  $(1 - n)/k$ . В табл. 1 приведены значения этих величин на длине волны 13,5 нм для некоторых перспективных материалов.

Таблица 1. Значения действительной части показателя преломления и отношение отклонения действительной части от единицы к мнимой для некоторых материалов на длине волны 13,5 нм

Материал	$n$	$(1 - n)/k$
Mo	0,918	11,65
Nb	0,932	12,3
Zr	0,957	11,1
MoSi <sub>2</sub>	0,966	7,3
NbSi <sub>2</sub>	0,971	7,25
ZrSi <sub>2</sub>	0,979	6,40
Si	0,999	0,55

Как видно из таблицы, в качестве материала амплитудной части корректора эффективен кремний. Для фазовой части наиболее предпочтителен Nb, но могут использоваться также Zr и Mo.

На практике при выборе структуры следует учитывать также требования к термостойкости и механическим свойствам пленочных элементов. Так, известно, что тонкие пленки, состоящие из чередующихся слоев нанометровой толщины, могут быть более

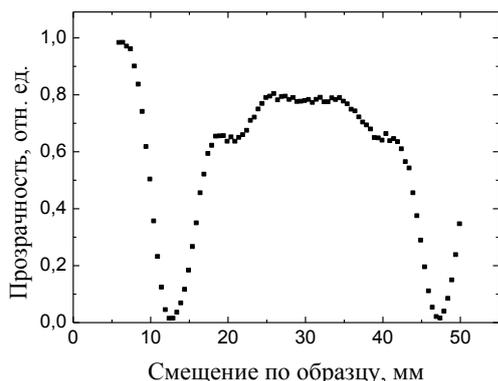
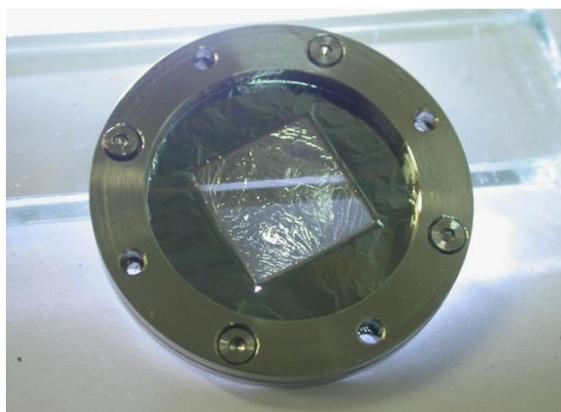
прочными, чем слой однородного материала той же толщины.

В качестве заготовки для корректора на основе методики изготовления свободновисящих пленок [2] были разработаны многослойные структуры, у которых фазовая часть состоит из чередующихся пар слоев металла (Mo, Nb или Zr) и силицида циркония толщиной в несколько нанометров каждый; амплитудную коррекцию обеспечивает слой кремния или кремний с прослойками силицида циркония.

## Результаты

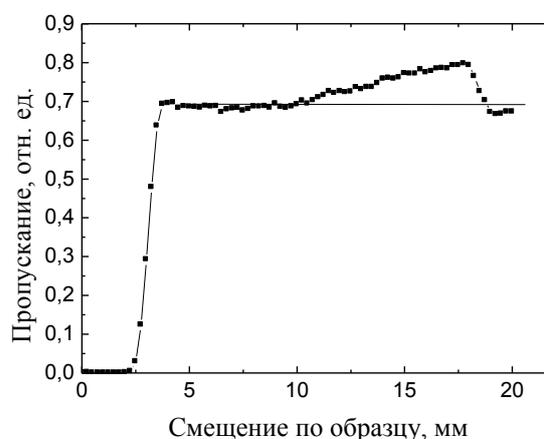
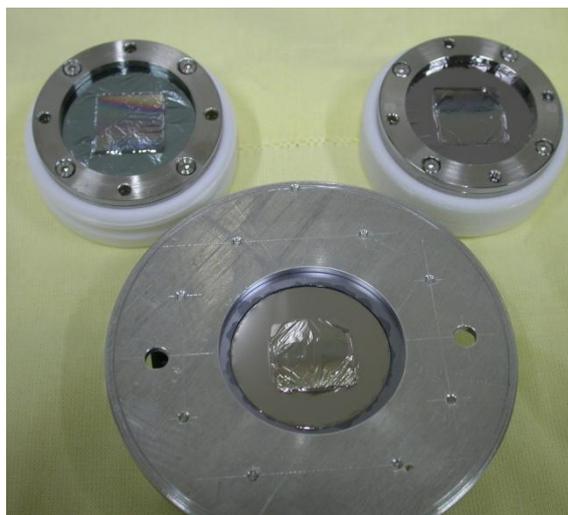
Далее представлены результаты проверки возможности локального уменьшения толщины пленок методом ионного травления.

На рис. 2 – демонстрация возможности ионного травления (пучком ионов Ar) свободновисящих пленочных структур на значительную глубину, не приводящего к разрыву пленки. На фотографии образец структуры  $(Zr - 3 \text{ нм} / ZrSi_2 - 1,5 \text{ нм}) \times 10 + Si - 75 \text{ нм}$  после травления ионным пучком через маску (с прямоугольным отверстием) со стороны кремния. На графике – зависимость пропускания образца на длине волны 13,5 нм от координаты.



**Рис. 2.** Фото пленочного образца после ионного травления материала в центральной его части (вверху); спектр пропускания образца, снятый на длине волны 13,5 нм (внизу)

Также путем равномерно движущейся заслонки, перекрывавшей часть падающего на пленочный образец ионного пучка, были получены образцы структуры  $(Nb - 3 \text{ нм} / ZrSi_2 - 1,5 \text{ нм}) \times 7 + Si - 80 \text{ нм}$  с градиентным съемом материала (рис. 3).



**Рис. 3.** Фото пленочных образцов  $\varnothing 30 \text{ мм}$  после градиентного съема материала ионным пучком в центральной части (вверху); спектр пропускания одного из образцов, снятый на длине волны 13,5 нм (внизу)

## Выводы

Таким образом, показана возможность формирования свободновисящей пленочной структуры с заданным профилем толщины с использованием ионнопучкового травления. С учетом возможности магнетронного напыления однородных и градиентных по толщине пленок, можно утверждать, что, комбинируя обе методики, возможно изготовить пленочные корректоры, способные за счет некоторой потери в интенсивности проходящего излучения компенсировать небольшие aberrации оптических схем в ЭУФ-диапазоне длин волн.

## Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

## Литература

1. B. Bittner, N. Wabra, S. Schneider, et al. // Patent DE102012202057B4. 10.02.2012.
2. N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, E. B. Klunov, et al. // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. 2012. V. 11. P. 021115.

# Методики формообразования оптических поверхностей широкоапертурным источником ионов

А. К. Чернышев\*, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

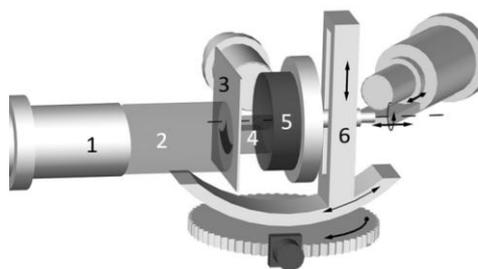
Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*chernyshev@ipmras.ru

В работе рассматриваются новые возможности применения широкоапертурных источников ионов для формирования оптических поверхностей. Обсуждаются проблемы существующих методов и способы их решения.

В настоящее время перед нашим обществом как никогда остро встал вопрос о создании литографического оборудования. Актуальная ЭУФ литография основана на оптической системе, состоящей из многослойных рентгеновских зеркал. Для обеспечения высокого разрешения оптической системы в целом необходимо, чтобы форма отражающей поверхности каждого из зеркал была изготовлена с ангстремной точностью. В связи с этим особую важность приобретают технологические методы формирования высокоточных оптических поверхностей. Один из наиболее актуальных методов высокоточного изготовления оптических элементов – это ионно-пучковая обработка. Данный метод основан на физическом распылении атомов подложки под действием ионной бомбардировки. Ионно-пучковая обработка позволяет сформировать оптическую поверхность практически любой формы, при этом точность обработки и шероховатость поверхности могут достигать единиц ангстрем. Исторически первым и наиболее высокопроизводительным среди методов ионно-пучковой обработки является метод обработки широкоапертурным ионным источником через формирующую ионный пучок диафрагму при осесимметричном вращении позади нее обрабатываемой детали. Однако особенности данного метода существенно ограничивают класс решаемых с его помощью задач.

## Осесимметричная обработка

Процедура осесимметричной обработки поверхности производится по схеме, представленной на рис. 1.



**Рис. 1.** Схема эксперимента по осесимметричной обработке поверхности: 1 – широкоапертурный источник ионов; 2 – квазипараллельный ионный пучок; 3 – формирующая диафрагма; 4 – ионный пучок после диафрагмы; 5 – обрабатываемая деталь; 6 – система позиционирования

Для проведения осесимметричной обработки на электроэрозионном станке вырезается формирующая ионный пучок диафрагма. Данная диафрагма позво-

ляет получить требуемое распределение ионного тока в области обрабатываемой заготовки. Заготовка с постоянной скоростью вращается вокруг некоторой оси, что обеспечивает равномерное перемещение обрабатываемого участка вдоль поверхности. Применение широкоапертурного высокоточного источника КЛАН-163М с квазипараллельным ионным пучком позволяет обрабатывать подложки диаметром до 300 мм со значительным съемом материала (единицы – десятки микрон).

Наибольшую трудность в такой конфигурации представляет обработка центра вращения на поверхности заготовки, так как она всегда либо закрыта маской, либо открыта. Таким образом, в центре вращения съем материала выглядит либо как резкий пик, либо как глубокая яма, в зависимости от того. Коррекция центральной области маски является трудоемким итерационным процессом.

Решением данной проблемы стал вынос оси вращения на край ионного пучка. Зная распределение ионного тока по апертуре ионного пучка (в первом приближении изменение плотности тока происходит по линейному закону), можно рассчитать положение оси вращения, при котором съем материала с поверхности будет локально равномерным без использования диафрагмы. Благодаря этому в области, лежащей около центра вращения, отсутствует маска, что ведет к ее более прогнозируемому исправлению.

## Неосесимметричная обработка

Отдельной интересной задачей является формирование асферических неосесимметричных оптических поверхностей. Пример такой поверхности представлен на рис. 2. Осесимметричные методы обработки в таком случае принципиально неприменимы. Один из возможных методов формирования такой поверхности – это локальная коррекция малоразмерным ионным пучком, когда ионный источник по размеру много меньше обрабатываемой заготовки перемещается вдоль поверхности. В таком случае глубина съема материала будет зависеть от распределения времени экспозиции пучка по поверхности. Данный метод отлично работает, но существуют риски разрушения подложки. Так как для формирования глубокого профиля применяются источники с высокой плотностью ионного тока, происходит сильный локальный разогрев поверхности и, как следствие, большие тепловые градиенты по поверхности заготовки, которые могут привести к ее растрескиванию.

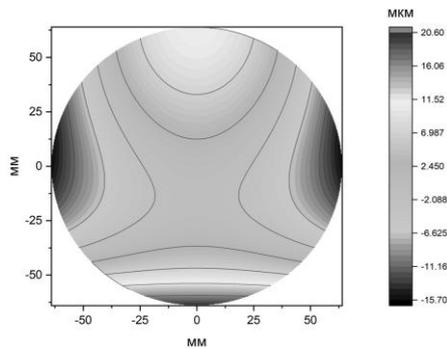


Рис. 2. Пример карты асферического неосесимметричного распределения глубины по поверхности оптической детали

Другим методом формирования асферической поверхности может служить последовательное применение осесимметричной обработки, описанной ранее, и обработки через диафрагму с переменной скоростью вращения.

Рассмотрим подробнее обработку с переменной скоростью вращения. Для примера покажем, как можно сформировать астигматичную поверхность. Астигматизм задается следующим уравнением:

$$z(\rho, \varphi) = \rho^2 \cdot \cos(2\varphi). \quad (1)$$

Карта астигматизма представлена на рис. 3. Представленная поверхность может быть разложена на две составляющие: осесимметричную (2) и неосесимметричную (3):

$$z_1(\rho, \varphi) = -\rho^2 \cdot C, \quad (2)$$

$$z_2(\rho, \varphi) = \rho^2 \cdot (\cos(2\varphi + C)). \quad (3)$$

Данные формулы описывают карты поверхности в полярных координатах,  $\rho$  – радиус,  $\varphi$  – угол,  $z$  – высота поверхности, а  $C$  – константа,  $C > 1$ . Выбор константы  $C$  зависит от условий реального процесса (определяется максимально возможной скоростью вращения детали).

### Выводы

В работе предложены новые методы ионно-лучевой обработки широкоапертурным источником через формирующую диафрагму. Приводятся результаты формообразования различных оптических поверхностей.

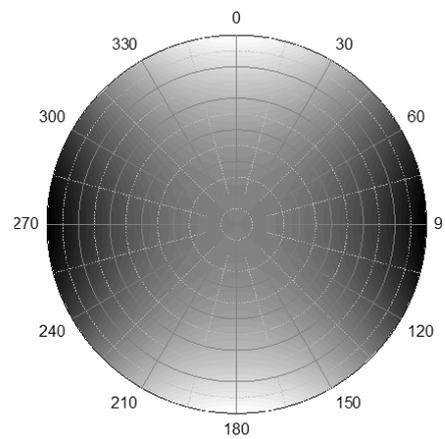


Рис. 3. Карта поверхности, соответствующая aberrации астигматизм

На рис. 4 схематично представлено как астигматизм может быть разложен на две составляющие. Для формирования требуемого распределения угловая скорость вращения должна изменяться согласно выражению

$$\omega = \frac{1}{\cos(n\varphi) + C}. \quad (4)$$

Профили формирующих диафрагм представлены на рис. 5.

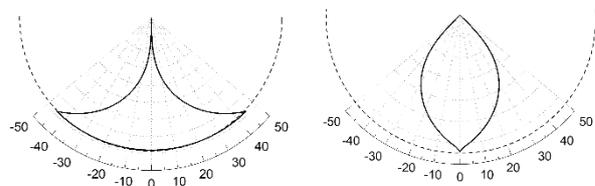


Рис. 5. Профили диафрагм для неосесимметричной и осесимметричной обработки

Таким образом возможно сформировать астигматичную оптическую поверхность, используя широкоапертурный ионный источник.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

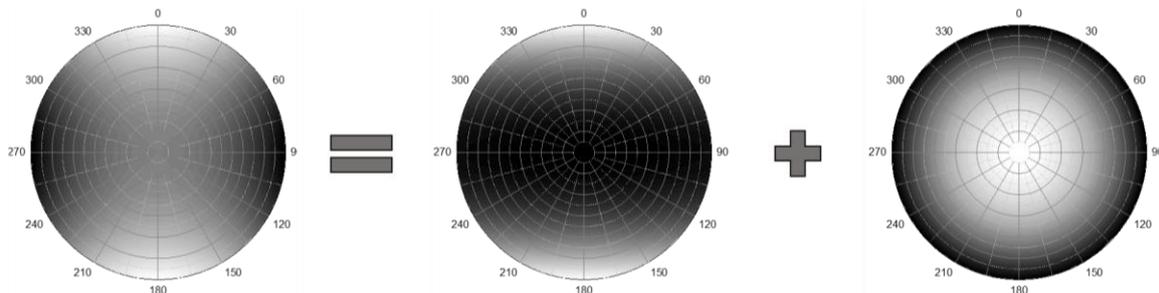


Рис. 4. Схема формирования асферического распределения и сьем материала на каждом этапе обработки

# Дорожная карта развития высокопроизводительной рентгеновской литографии в России

Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
chkhalo@ipmras.ru

В докладе приводится краткий обзор современного состояния ЭУФ-литографии в мире. Дается обоснование развиваемого в ИФМ РАН подхода. Обсуждается состояние дел в области критических технологий и дорожная карта развития рентгеновской литографии в РФ.

## Введение

На фоне сотен технологических операций и единиц оборудования, используемых при производстве микросхем, литография занимает особое место. Это связано с рядом обстоятельств. Во-первых, прогресс микроэлектроники напрямую связан с уменьшением геометрических размеров топологических элементов. Чем меньше эти элементы, тем выше степень интеграции, информационная емкость и т. д. Так вот топология и эти размеры задаются литографией. Во-вторых, затраты на литографическое оборудование и стоимость самого процесса литографии могут на порядки величин превосходить все остальное. Для примера, цена литографа с иммерсией на длине волны 193 нм может достигать 50 млн. евро, литографа на длине волны 13,5 нм – от 300 млн. евро, комплект масок может стоить до 10 млн. долларов.

Наибольший объем современных чипов производится с использованием иммерсионной литографии на длине волны 193 нм. Это стало возможным благодаря непрерывному развитию методов повышения разрешающей способности. Среди наиболее эффективных методов, помимо иммерсии, следует отметить фазосдвигающие шаблоны, которые позволили уменьшить коэффициент  $k$  в формуле Рэлея более чем в 2 раза, и многократное экспонирование. В настоящее время предел по разрешению этой литографии при четырехкратном экспонировании достигает 8 нм [1]. Однако эти технологии резко увеличивают стоимость литографического процесса и понижают выход годных изделий. Например, если современный чип памяти содержит около 80 слоев, а критических, т. е. с минимальными размерами 25 слоев, то только для их изготовления потребуется до 100 полных процессов на пластине.

Процесс литографии можно упростить, если перейти к более короткой длине волны. Исследования в области EUV-литографии,  $\lambda = 13,5$  нм, были начаты еще в 80-х годах прошлого столетия [2]. И только с 2018 г. литографы на рабочей длине волны 13,5 нм стали поступать на производство [3]. К началу 2023 г. на фабриках TSMC, Samsung Intel при изготовлении критических слоев уже использовалось около 180 EUV-литографов.

Современная парадигма развития EUV-литографии прежде всего сконцентрирована на повышении производительности пластин/день. Для этого основные усилия направлены на увеличение мощности лазерно-плазменного источника излучения на 13,5 нм. Следствием этого является невероятная сложность и

дороговизна как самого оборудования, так и его эксплуатации. В частности, экстремальные потоки IR, UV и EUV-излучения в атмосфере водорода, высокоэнергичных ионов и продуктов эрозии оловянной мишени, на оптические элементы предъявляют крайне жесткие требования к оптике, системам защиты и лазерной системе. Эти осложнения и удорожания сильно ограничили доступность этой технологии.

Второй аспект проблемы заключается в том, что ASML, единственная компания в мире, производящая эти литографы, осуществляла эту разработку в максимально открытом режиме, аккумулируя, без преувеличения, достижения всего мира. Поэтому повторение этой разработки в условиях отдельной страны представляется маловероятным. В частности, разработчики из США и Японии прекратили собственные разработки и сфокусировались на элементах литографа для ASML.

Серьезная проблема литографии на длине волны 13,5 нм возникла и с уменьшением критического размера на пластине. Последняя разработка компании ASML – экспериментальный литограф с числовой апертурой  $NA = 0,55$  должен обеспечить разрешение до 8 нм. Однако из-за апланатического проекционного объектива с разным увеличением по осям пришлось один чип рисовать за 2 прохода [4]. Дальнейшие перспективы увеличения пространственного разрешения на этой длине волны не просматриваются вообще из-за эффектов затенения на маске.

Поэтому развитие новых подходов к проблеме высокопроизводительной рентгеновской литографии, обеспечивающих сопоставимые, а по ряду параметров даже лучшие технические характеристики, при этом делающие эту технологию более доступной для различных компаний, является крайне актуальным.

## Новая концепция и дорожная карта развития рентгеновской литографии в РФ

При выборе рабочей длины волны литографа необходимо одновременное выполнение двух условий. Для этой длины волны должны существовать многослойные интерференционные зеркала с высокими коэффициентами отражения и эффективный плазменный источник рентгеновского излучения. Совмещение этих условий не тривиальная задача, так как многослойные зеркала имеют максимальные коэффициенты отражения в довольно узкой спектральной области, перед краем поглощения слабопоглощающего материала в зеркале, а количество слабопоглощающих материалов в ЭУФ- и МР-диапазонах силь-

но ограничено. Еще в большей степени это относится к источникам излучения, так как для эффективной работы требуются материалы, у которых ионы разных зарядностей светят в окрестности одной длины волны. Счастливым стечением обстоятельств является длина волны 13,5 нм. На этой длине волны максимум коэффициента отражения обеспечивают Mo/Si-зеркала ( $L$ -край поглощения Si на длине волны 12,4 нм) и ионы Sn с зарядностью +8...+13 излучают в довольно узкой области в окрестности  $\lambda = 13,5$  нм.

Наиболее проблемным элементом литографа с рабочей длиной волны 13,5 нм является оловянный источник излучения. Основная проблема – это загрязнение коллектора и других элементов парами олова, за сутки в установку поступает почти килограмм этого материала. Для решения этой проблемы приходится использовать крайне агрессивный газ водород, образующий летучие соединения с оловом, а также сложные системы подавления потоков материала. Экстремальные условия использования генератора капель олова, а также загрязнение коллектора резко снижают период бесперебойной работы литографа. Мощный (десятки киловатт)  $\text{CO}_2$ -лазер и оптическая система обладают огромными геометрическими размерами и энергопотреблением. Все это помимо удорожания оборудования увеличивает и стоимость его эксплуатации.

В рамках новой концепции рентгеновской литографии предлагается перейти на более короткую длину волны. На данный момент времени наиболее перспективной выглядит  $\lambda = 11,25$  нм. На этой длине волны эффективным источником излучения являются ионы инертного газа Хе, который не приводит к загрязнению элементов литографа. Существенно упрощается и уменьшается в размерах конструкция источника, возрастает его срок бесперебойной работы. В ИФМ РАН разработана технология напыления Ru/Mo/Be/Mo многослойных зеркал с рекордными, до 72,2%, коэффициентами отражения [5]. В составе двенадцатизеркальной оптической системы литографа эта оптика по эффективности превосходит Mo/Si на длине волны 13,5 в 1,4 раза. Уменьшение длины волны на 20% приводит к повышению разрешающей способности.

До конца не выясненным вопросом, препятствующим достоверному сравнению производительности литографов на длинах волн 13,5 и 11,25 нм, является большой разброс экспериментальных данных по конверсии лазерного в мягкое рентгеновское излучение в Хе. Значения варьируются от 1 до 4% [6, 7]. Причиной такого разброса является сильное поглощение рентгеновского излучения в ксеноне. Эта проблема будет решаться путем наращивания откачных мощностей. Важно отметить, что эти данные получены с использованием недорогих и надежных твердотельных лазеров наносекундного класса с длиной волны около 1 мкм. Таким образом, мы ожидаем сопоставимой производительности литографического процесса при использовании более простого и надежного оборудования.

По аналогии с опытом развития мировой EUV-литографии реализация этой концепции предлагает 3 этапа. Первый этап «Альфа-машина» – это создание/доработка критических технологий рентгеновской литографии. В рамках этапа будут разработаны/доработаны следующие экспериментальные образцы: проекционный объектив и осветительная оптика; лазерно-плазменный источник излучения на основе ксенона, дисковый лазер на 1 мкм киловаттного класса; система сканирования и совмещения; экспериментальные образцы масок с пелликлами; фильтры спектральной очистки; рентгенорезист; кластер для нанесения и проявления резистов; проведена интеграция всех элементов в стенд для литографии; апробированы все системы и продемонстрированы первые наноструктуры, полученные методом рентгеновской литографии на длине волны 11,25 нм.

Второй этап «Бета машина» – это создание опытного образца литографа с шестизеркальным проекционным объективом, мультикиловаттной лазерной системой, системой сканирования для пластин  $\varnothing 200$  (300) мм. На этом этапе будут доработаны все системы с учетом опыта альфа-машины и созданы технологические линейки для производства всех основных элементов и систем. Созданная на этом этапе бета-машина будет использована для интеграции рентгеновской литографии в высокопроизводительную линейку производства передовых отечественных чипов.

Третий этап «Индустриальная машина» предполагает создание литографа, по техническим характеристикам сопоставимым с предыдущей машиной, но уже адаптированным к реальной эксплуатации на фабрике.

## Выводы

Предлагаемая концепция и дорожная карта развития рентгеновской литографии позволит в кратчайшие сроки решить проблему нанолитографии в РФ.

## Финансирование

Работа выполнена в рамках г/з №0030-2021-0022.

## Литература

1. Kinam Kim, U-In Chung, Youngwoo Park, et al. // Proc. of SPIE. 2012. V. 8326. P. 832605.
2. H. Kinoshita, K. Kurihara, Y. Ishii, and Y. Torii // J. Vac. Sci. Technol. B. 1989. P. 1648.
3. Optical and EUV Nanolithography XXXVI / edited by Anna Lio // Proc. of SPIE. 2023. V. 12494. P. 1249406.
4. A. Pirati, J. van Schoot, K. Troost, et al. // Proc. of SPIE. 2017. V. 10143. P. 101430G.
5. R. M. Smertin, N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 46749.
6. N. I. Chkhalo, et al. Appl. Phys. Lett. // 2018. V. 112. P. 221101.
7. S. G. Kalmykov, et al. // JAP. 2019. V. 126 (10) P. 103301.

# Многослойные рентгеновские зеркала на основе бора для спектрального диапазона 6,7–9 нм

Р. А. Шапошников\*, Н. В. Загайнов, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, С. А. Гарахин, С. Ю. Зуев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087  
\*shaposhnikov-roma@mail.ru

В работе приводятся результаты исследования отражательных характеристик и структурных параметров многослойных рентгеновских зеркал на основе пары материалов Ru/B<sub>4</sub>C, оптимизированных на рабочий диапазон длин волн 6,7–9 нм. Приводится сравнение данных структур с зеркалами Mo/B<sub>4</sub>C и La/B<sub>4</sub>C.

## Введение

Одним из важных практических приложений многослойных рентгеновских зеркал является проекционная литография. На данный момент – это основной метод производства микросхем, а следовательно его развитие представляет собой актуальную задачу. Важными характеристиками литографа являются пространственное разрешение и производительность. В соответствии с критерием Рэлея минимальный разрешаемый размер объекта равен

$$a_{\min} = (k \cdot \lambda) / NA, \quad (1)$$

где  $k$  – связанный со свойствами источника излучения коэффициент пропорциональности (около 0,61),  $NA$  – числовая апертура объектива,  $\lambda$  – длина волны излучения. Для повышения пространственного разрешения необходимо осуществлять переход к более коротким рабочим длинам волн. Производительность системы, в свою очередь, зависит от мощности и спектральных характеристик источника излучения, а также отражательных свойств многослойных зеркал, из которых проектируется оптическая схема литографа. На практике для корректного сравнения эффективности различных источников и оптических систем, с учетом спектральной ширины полосы пропускания оптической системы, используется следующее соотношение [1]:

$$E = R^{10} \cdot S(\lambda) \cdot \Delta\lambda = R^{10} \cdot CE, \quad (2)$$

где  $R$  – коэффициент отражения многослойных рентгеновских зеркал в оптической схеме литографа (степень 10 соответствует системе, состоящей из 10 зеркал),  $S(\lambda)$  – спектральная плотность мощности источника,  $\Delta\lambda$  – спектральная полоса пропускания оптической системы,  $CE$  – коэффициент конверсии, характеризующий долю полной энергии, потребляемой источником (к примеру, энергии излучения лазера, падающего на мишень), которая излучается в полупространство в спектральную полосу пропускания оптической системы,  $\lambda$  – рабочая длина волны. Таким образом,  $CE$  зависит от свойств источника и пропускающей способности системы.

Учитывая вышесказанное, можно сделать вывод, что выбор рабочей длины волны для литографии должен быть осуществлен исходя из двух факторов: наличия многослойных рентгеновских зеркал с высокими коэффициентами отражения на рабочей длине волны, а также наличия эффективных источников излучения.

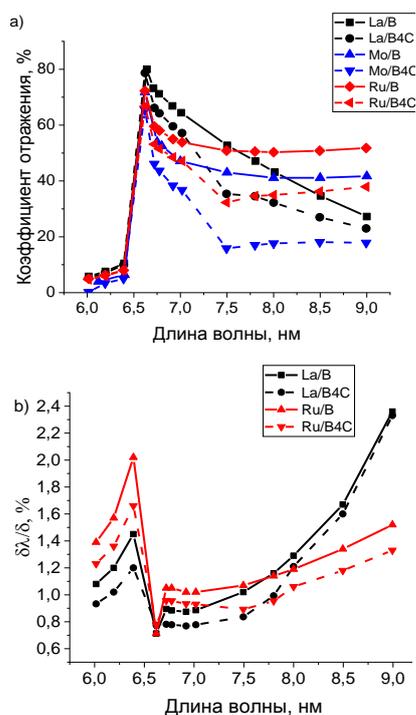
Анализ свойств источников излучения и многослойных структур показывает, что перспективной длиной волны для литографии следующего поколения может быть длина волны в окрестности 6,7 нм. Во-первых, в данной спектральной области находится  $K$ -край поглощения бора ( $\lambda_K \sim 6,63$  нм), что позволяет выбрать данный материал в качестве слабопоглощающего для синтеза на его основе многослойных рентгеновских зеркал. Во-вторых, источники на основе тербия и гадолиния [2, 3] могут обеспечить высокую производительность системы. В-третьих, в соответствии с формулой (1) переход к данной длине волны позволяет вдвое повысить разрешение по сравнению с активно развиваемой литографией с рабочей длиной волны 13,5 нм.

Другим важным практическим применением многослойных рентгеновских зеркал, оптимизированных на рабочую длину волны 6,7 нм, является рентгенофлуоресцентный анализ, представляющий собой неразрушающий метод изучения исследуемых объектов [4].

Еще одним практическим применением является разработка монохроматоров для станций синхротронного излучения [5], где в качестве оптических элементов, обеспечивающих монохроматизацию пучка, активно используются многослойные рентгеновские зеркала. В данном случае требуется обеспечить не только высокий коэффициент отражения, но и высокую степень монохроматизации излучения (обычно лучше, чем 1%), что приводит к необходимости синтеза структур с узкой полосой пропускания, как и в случае использования многослойных рентгеновских зеркал в задачах спектроскопии.

Для применения многослойных рентгеновских зеркал в качестве отражательных элементов в оптической схеме литографа необходимо, чтобы они обеспечивали максимально возможный интегральный (т. е. с учетом спектральной полосы пропускания) коэффициент отражения, так как от этого зависит время засветки фоторезиста, а следовательно время, затрачиваемое на производство микросхем. Для задач спектроскопии, напротив, требуется как можно более узкая спектральная ширина пика отражения.

На рис. 1 представлены теоретические зависимости пикового значения коэффициента отражения ( $a$ ) и спектральной полосы пропускания ( $b$ ) для идеальных (т. е. без шероховатостей и с табличными значениями плотностей материалов) многослойных рентгеновских зеркал на основе различных материалов в диапазоне от 6 до 9 нм.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента отражения (а) и спектральной селективности (b) для идеальных структур La/B (черная сплошная кривая), La/B<sub>4</sub>C (черная пунктирная кривая), Mo/B (синяя сплошная кривая), Mo/B<sub>4</sub>C (синяя пунктирная кривая), Ru/B (красная сплошная кривая), Ru/B<sub>4</sub>C (красная пунктирная кривая) в диапазоне 6–9 нм при угле скольжения излучения 90 градусов

Из представленных зависимостей видно, что наибольший коэффициент отражения 80% (в окрестности длины волны 6,7 нм) позволяют получить структуры на основе пары материалов лантана и бора. Замена бора на оптически близкий карбид бора снижает коэффициент отражения для всех рассматриваемых структур. Зеркала на основе Ru позволяют достичь более высоких коэффициентов отражения, чем структуры на основе La при рабочих длинах волн больше 7,8 нм. Таким образом, зеркала на основе La и Ru могут рассматриваться как перспективные для решения ряда практических задач. Зеркала на основе Mo выглядят наименее перспективными для использования в данном спектральном диапазоне по сравнению с La и Ru многослойными структурами.

Лучшие результаты с точки зрения коэффициента отражения для зеркал на основе лантана были получены в работе [6]. В статье авторы приводят значение коэффициента отражения  $R = 64,1\%$  для LaN/B-струк-

тур при угле падения 1,5 градуса от нормали и длине волны 6,65 нм. Указанное значение коэффициента отражения было получено на синхротроне BESSY-II.

В работах [7–9] исследовалось влияние отжига, отражательная способность и внутренние напряжения многослойных структур Ru/B<sub>4</sub>C. Стоит отметить, что в указанных выше работах Ru/B<sub>4</sub>C-структуры изучались в области жесткого рентгеновского излучения. Однако вопрос синтеза и исследования многослойных зеркал на основе рутения в области мягкого рентгеновского диапазона длин волн остается открытым и представляет собой актуальную задачу.

В данной работе приводятся результаты исследования отражательных характеристик и структурных параметров многослойных рентгеновских зеркал на основе пары материалов Ru/B<sub>4</sub>C, оптимизированных на рабочий диапазон длин волн 6,7–9 нм.

### Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

### Литература

1. N. I. Chkhalo and N. N. Salashchenko // AIP Advances. 2016. V. 3. P. 082130.
2. S. S. Churilov, R. R. Kildiyarova, A. N. Ryabtsev, and S. V. Sadovsky // Phys. Scr. 2009. V. 80. P. 045303.
3. T. Otsuka, D. Kilbane, J. White, T. Higashiguchi, N. Yugami, T. Yatagai, W. Jiang, A. Endo, P. Dunne, and G. O'Sullivan // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 111503.
4. С. А. Гарахин, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 3. С. 10–13.
5. А. А. Ахсаляян, Ю. А. Вайнер, С. А. Гарахин, К. А. Елина, П. С. Заверткин, С. Ю. Зуев, Д. В. Ивлешкин, А. Н. Нечай, А. Д. Николенко, Д. Е. Парьев, Р. С. Плешков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салашенко, М. В. Свечников, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 1. С. 14–20.
6. D. S. Kuznetsov, A. E. Yakshin, J. M. Sturm, R. W. E. van de Kruijs, E. Louis, and F. Bijkerk // Optics Letters. 2015. V. 40, Issue 16. P. 3778–3781.
7. C. Borel, C. Morawe, A. Rommeveaux, C. Huguenot, J.-C. Peffen // Proc. of SPIE. 2006. V. 6317. P. 631701.
8. C. Borel, C. Morawe, E. Ziegler, T. Bigault, J.-Y. Massonnat, J.-C. Peffen, E. Debourg // Proc. of SPIE. 2005. V. 5918. P. 591801.
9. Q. Huang, Y. Liu, Y. Yang, R. Qi, Y. Feng, I. V. Kozhevnikov, W. Li, Z. Zhang, H. Jiang, L. Zhang, A. Li, J. Wang, Z. Wang // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 21803–21812.

## СОДЕРЖАНИЕ 1-го ТОМА

### Секция 1

#### СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ

<i>Аксенов С. В., Шустин М. С., Бурмистров И. С.</i> Топологические фазы сверхпроводящей проволоки, индуцированные остаточным многочастичным взаимодействием.....	7
<i>Арутюнов К. Ю., Гурский А. С., Седов Е. А., Позднякова Е. Ф., Шаповалов Д. Л., Чекушкин А. М., Маркина М. А., Тарасов М. А.</i> Транспорт неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике.....	8
<i>Шайхайдаров Р. С., Ким К. Х., Данстан Дж., Голубев Д. С., Антонов В. Н., Астафьев О. В.</i> Эффект когерентного квантового проскальзывания фазы в джозефсоновских переходах.....	10
<i>Бакурский С. В., Ружижский В. И., Скрябина О. В., Шишкин А. Г., Куприянов М. Ю., Кленов Н. В., Соловьев И. И., Голубов А. А., Столяров В. С.</i> Особенности электронного транспорта в джозефсоновских SNS-мостиках переменной толщины.....	12
<i>Бастракова М. В., Вожяков В. А., Сергеев М. А., Линева А. В., Куландин Д. С., Кленов Н. В., Соловьев И. И.</i> Управление трансмон-кубитами при помощи биполярных последовательностей однокубитовых импульсов.....	14
<i>Беспалов А. А.</i> Теория подщелевых состояний в цепочках магнитных атомов на поверхности сверхпроводника.....	16
<i>Бодягин А. В., Водолазов Д. Ю.</i> Вихревые состояния в гибридном (сверхпроводник/нормальный металл) мостике.....	18
<i>Большин В. В., Ионин А. С., Карелина Л. Н., Шуравин Н. С., Егоров С. В., Сидельников М. С.</i> Обобщенная модель сверхпроводящего сигма-нейрона.....	20
<i>Перваков К. С., Куликова Л. Ф., Цветков А. Ю., Гиппиус А. А., Власенко В. А.</i> Новый железосодержащий сверхпроводник $\text{Ca}_{0,5}\text{Sm}_{0,5}\text{FeAsF}$ .....	22
<i>Власенко В. А., Садаков А. В., Семенов Д. В., Чжоу Ди, Троян И. А., Усольцев А. С., Пудалов В. М.</i> Пиннинг в высокотемпературных сверхпроводящих супергидридах.....	24
<i>Водзяновский Я. О., Рудаков К. И., Третьяков И. В., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П., Худченко А. В.</i> Измерение импеданса на промежуточной частоте для СИС-смесителя диапазона 1,1–1,4 мм.....	26
<i>Бодягин А. В., Водолазов Д. Ю.</i> Предвихревые состояния в гибридном (сверхпроводник/нормальный металл) мостике.....	28
<i>Галин М. А., Ревин Л. С., Кинёв Н. В., Левичев М. Ю., Елькина А. И., Худченко А. В., Назаров Г. П., Мастеров Д. В., Парафин А. Е., Курин В. В., Кошелец В. П.</i> Измерение ширины линии спектра большого массива ниобиевых контактов.....	30
<i>Голубев Г. Ю., Приходько К. Е., Гурович Б. А., Комаров Д. А., Малиева Е. М., Гончаров Б. В., Гончарова Д. А., Столяров В. Л.</i> Влияние малых доз ионного облучения на сверхпроводящие свойства тонких пленок NbN.....	32
<i>Гольцман Г. Н., Андреев В. С., Семенов А. В.</i> Исследование темновых отсчетов сверхпроводящего однофотонного детектора с пространственным разрешением.....	34
<i>Гончаров Б. В., Приходько К. Е., Гончарова Д. А., Столяров В. Л., Гурович Б. А., Кутузов Л. В.</i> Моделирование процессов разогрева и охлаждения в двухслойном функциональном наноземле, состоящем из нанопроводов NbN со встроенной областью нормального металла.....	36
<i>Гринберг Я. С., Чуйкин О. А., Штыгашев А. А., Моисеев А. Г.</i> Динамическая теория однофотонного транспорта в одномерном волноводе.....	38
<i>Есин В. Д., Казьмин Д. Ю., Бараиш Ю. С., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятков Э. В.</i> Возвратная сверхпроводимость для NS- и SNS-структур на основе топологического полуметалла $\alpha\text{-GeTe}$ с рекордным спин-орбитальным взаимодействием.....	40
<i>Дивин Ю. Я.</i> Терагерцовые потери в джозефсоновских переходах из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ бикристаллических тонких пленок с взаимонаклоненными с-осями.....	41

<i>Дроздов М. Н., Данильцев В. М., Мельников А. С., Архипова Е. А., Хрыкин О. И., Юнин П. А., Панкратов А. Л., Гордеева А. В., Сафонова В. Ю., Пиманов Д. А.</i> Изготовление и свойства сверхпроводящих пленок вольфрама и иридия для низкотемпературных болометров.....	43
<i>Жакетов В. Д., Богуславский С. Е., Десятериков Д. И., Заки А. Заки, Маха М. Абделахди, Норов Д. А., Кравцов Е. А., Аксенов В. Л.</i> Ферромагнитно-сверхпроводящие слоистые квазикристаллы .....	45
<i>Жданова М. В., Пологов И. Е., Чичков В. И., Малеева Н. А.</i> Разработка параметрического усилителя бегущей волны с использованием пленок гранулированного алюминия .....	47
<i>Железнякова Д. Е., Гимазов И. И., Зарипов Р. Б., Перваков К. С., Пудалов В. М., Таланов Ю. И.</i> Критическое поведение магнитной системы $\text{EuFe}_2\text{As}_2$ вблизи температуры упорядочения.....	49
<i>Жувагин И. В., Моргун Л. А., Дегтяренко А. Ю., Гаврилкин С. Ю., Муратов А. В., Шилов А. И., Кузьмичев С. А., Рахманов Е. О., Морозов И. В., Кузьмичева Т. Е.</i> Транспортные и термодинамические свойства семейства сверхпроводников $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ .....	51
<i>Зайцев-Зотов С. В., Лукманова Р. М., Кон И. А., Минакова В. Е.</i> Эффект близости в квазиодномерном топологическом изоляторе $\text{TaSe}_3$ вблизи перехода металл-диэлектрик при одноосной деформации.....	52
<i>Иевлева В. А., Борисов А. Э., Гурский А. С., Моргун Л. А., Арутюнов К. Ю., Кунцевич А. Ю.</i> Транспортные свойства массива джозефсоновских контактов типа сверхпроводник-графен-сверхпроводник .....	54
<i>Ионин А. С., Егоров С. В., Сидельников М. С., Карелина Л. Н., Шуравин Н. С., Хапаев М. М., Большинов В. В.</i> Численное моделирование конструкции сверхпроводящего сигма-нейрона.....	56
<i>Ичкитидзе Л. П., Лысенко А. Ю., Голуб Д. А., Тельшиев Д. В., Селишев С. В.</i> Планарный пленочный сверхпроводящий концентратор магнитного поля .....	58
<i>Кибардина О. А., Шукринов Ю. М., Рахмонов И. Р., Абдельмонейм С. А.</i> Возможность управления прецессией намагниченности в шунтированном $\Phi_0$ -переходе.....	60
<i>Ким Т. М., Меренков А. В., Чичков В. И., Шитов С. В.</i> Исследование термодинамического излучателя с СВЧ-разогревом для калибровки RFTES-детектора.....	62
<i>Кинев Н. В., Чекушкин А. М., Хан Ф. В., Рудаков К. И., Котова Н. М., Кошелец В. П.</i> Исследование линий передачи на основе $\text{NbTiN}/\text{Al}$ в частотном диапазоне выше 1 ТГц.....	64
<i>Кленов Н. В., Щеголев А. Е., Соловьев И. И., Бакурский С. В., Бастракова М. В., Куприянов М. Ю.</i> Прогресс в разработке, проектировании и изготовлении джозефсоновских нейросетей.....	66
<i>Клишев Д. А., Лакунов И. С., Нажесткин И. А., Батов И. Е., Голикова Т. Е., Рязанов В. В.</i> Исследование транспортных свойств SN/FS-наноструктур со спиновой инжекцией.....	68
<i>Ковалев В. М., Парафило А., Савенко И. Г.</i> Фотовольтаический эффект Холла в двумерных сверхпроводниках со встроенным сверхтоком .....	70
<i>Kopasov A. A., Devizorova Zh., Meng H., Mironov S. V., Mel'nikov A. S., Buzdin A. I.</i> Adiabatic phase pumping in S/F/S hybrids with non-coplanar magnetization.....	72
<i>Коршунов М. М., Кузьмин В. И., Николаев С. В., Тогошова Ю. Н., Овчинников С. Г.</i> Двухчастичные корреляционные функции в кластерной теории возмущений для купратов.....	74
<i>Кошелец В. П., Рудаков К. И., Худченко А. В., Филиппенко Л. В., Чекушкин А. М., Хан Ф. В.</i> Сверхпроводниковые СИС-приемники субТГц-диапазона для космической и наземной радиоастрономии....	75
<i>Курин В. В., Шерешевский И. А., Вдовичева Н. К.</i> Численное моделирование диаграмм направленности активных джозефсоновских антенн .....	77
<i>Ладейнов Д. А., Панкратов А. Л., Ревин Л. С., Яблоков А. А., Гордеева А. В.</i> Эффект фазовой диффузии и квантовый кроссовер в СИС-контактах с малым критическим током .....	79
<i>Люблинская А. А., Бурмистров И. С.</i> Диффузионные моды двухзонных фермионов в условиях диссипативной динамики, сохраняющей число частиц .....	81
<i>Любчак А. Н., Шейн К. В., Гайдученко И. А., Гольцман Г. Н.</i> Исследование и разработка фотодетекторов на основе ван-дер-ваальсовских гетероструктур, интегрированных на волновод .....	82
<i>Маркина М. А., Тарасов М. А., Чекушкин А. М.</i> Технология изготовления переходов $\text{Nb}-\text{AlO}_x-\text{Al}$ сверхпроводник – изолятор – нормальный металл.....	84
<i>Матрозова Е. А., Чигинев А. В., Ревин Л. С.</i> Электродинамическое моделирование смесителя с гетеродином на чипе на основе ВТСП джозефсоновского перехода.....	86
<i>Махлин Ю. Г.</i> Операции с нулевыми модами в топологическом джозефсоновском контакте.....	88

<i>Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Шитов С. В.</i> Матричные приемники на основе RFTES-детектора .....	89
<i>Назаров Г. П., Худченко А. В., Третьяков И. В., Рудаков К. И., Иващенко И. В., Филиппенко Л. В., Хеспер Р., Барышев А. М., Кошелец В. П.</i> Измерение амплитудно-частотной характеристики смесителя на туннельном СИС-переходе с использованием сигнала промежуточной частоты .....	90
<i>Неверов В. Н., Чарикова Т. Б., Девятериков Д. И., Попов М. Р., Шелушинина Н. Г., Иванов А. А.</i> Вольт-амперные характеристики внутренних джозефсоновских переходов в электронно-легированном сверхпроводнике $d_{2-x}Ce_xCuO_4$ .....	92
<i>Боряков А. В., Мастеров Д. В., Павлов С. А., Парафин А. Е., Юнин П. А.</i> Характеристики структур $YBCO/CeO_2/Al_2O_3$ при уменьшении толщины подслоя оксида церия .....	94
<i>Pashkovskaia V., Vagov A., Shanenko A., Vasenko A., Saraiva T. T.</i> Elongated vortex cores and pre-formation of phase-slip centers at the vicinity of the Bogomolny point .....	96
<i>Пестов Е. Е., Левичев М. Ю., Юнин П. А., Мастеров Д. В., Парафин А. Е., Павлов С. А., Савинов Д. А.</i> Особенности нелинейного СВЧ-отклика ультратонких пленок $YBaCuO$ .....	98
<i>Пестов Е. Е., Левичев М. Ю., Мастеров Д. В., Парафин А. Е., Павлов С. А., Петров Ю. В.</i> Исследование СВЧ-свойств высокотемпературных джозефсоновских контактов на основе $YBCO$ , изготовленных методом фокусированного ионного пучка .....	100
<i>Порохов Н. В., Аниканов А. А., Сиротина А. П., Першина Е. А., Дюдьбин Г. Д., Тархов М. А.</i> Исследование защитного слоя $ScN$ на сверхпроводящие свойства ультратонких пленок $NbN$ .....	102
<i>Путилов А. В., Мельников А. С.</i> Структура вихря в системах сверхпроводник / ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием .....	104
<i>Пятков А. Ю., Улитко В. А., Панов Ю. Д.</i> Численное моделирование фазовой диаграммы модели «жестких» бозонов на квадратной решетке .....	106
<i>Разорёнов Ф. А., Ионин А. С., Егоров С. В., Сидельников М. С., Карелина Л. Н., Шуравин Н. С., Большинов В. В.</i> Алгебраическая модель несимметричного гаусс-нейрона .....	108
<i>Сбойчаков А. О., Рожков А. В., Рахманов А. Л.</i> Волна спиновой плотности и триплетная сверхпроводимость в двухслойном графене .....	110
<i>Рахмонова А. Р., Стрельцова И. О., Зуев М. И., Рахмонов И. Р.</i> Ускорение вычислений на Python для задач моделирования динамики джозефсоновского перехода под воздействием внешнего излучения .....	112
<i>Анфертьев В. А., Мастеров Д. В., Парафин А. Е., Ревин Л. С.</i> Экспериментальное исследование гармонического смесителя на основе последовательной цепочки $YBaCuO$ бикристаллических джозефсоновских переходов в режиме нулевого смещения .....	114
<i>Рудаков К. И., Худченко А. В., Кошелец В. П.</i> Прототип волноводного гетеродинного СИС-приемника 345 ГГц .....	116
<i>Руденко Н. Ю., Шитов С. В.</i> Разработка активного RFTES-детектора .....	118
<i>Рыбин Д. А., Баистракова М. В., Пашин Д. С., Щеголев А. Е., Кленов Н. В., Соловьев И. И.</i> Реализация аналогового XOR на основе адиабатических нейронов .....	119
<i>Мастеров Д. В., Павлов С. А., Парафин А. Е., Пестов Е. Е., Юнин П. А., Савинов Д. А.</i> Андреевские состояния и нелинейный эффект Мейснера в тонких пленках $YBCO$ .....	121
<i>Самохвалов А. В., Беспалов А. А., Мельников А. С.</i> Электронная структура вихря Абрикосова вблизи плоского дефекта в сверхпроводнике с анизотропной поверхностью Ферми .....	123
<i>Сафонова В. Ю., Гордеева А. В., Благодаткин А. В., Пиманов Д. А., Яблоков А. А., Панкратов А. Л.</i> Исследование прототипов TES микрокалориметров на основе тонких пленок гафния .....	125
<i>Селезнев Г. С., Фоминов Я. В.</i> Джозефсоновский диодный эффект в резистивной модели с емкостью .....	127
<i>Сидоренко А. С., Кленов Н., Бакурский С., Соловьев И., Вахрушев А., Головчанский И., Столяров В.</i> Сверхпроводящие элементы нейроморфной сети .....	129
<i>Азаревич А. Н., Болотина Н. Б., Хрыкина О. Н., Гридчина В. М., Красиков К. М., Шицевалова Н. Ю., Филипов В. Б., Гаврилкин С. Ю., Габани С., Флахбарт К., Случанко Н. Е.</i> Электронное фазовое расслоение наномасштаба в сверхпроводниках $RbV_6$ и $RbV_{12}$ с ян-теллеровской структурной неустойчивостью .....	130
<i>Соломатов Л. С., Шитов С. В.</i> Теоретическое исследование автоколебаний в RFTES-детекторе .....	132

<i>Стрелков М., Чекушкин А., Фоминский М., Козулин Р., Краевский С., Татаринцев А., Захаров Д., Ломов А., Тарасов М.</i> Тонкие пленки алюминия, нанесенные на охлаждаемые жидким азотом подложки .....	134
<i>Гимазов И. И., Таланов Ю. И.</i> Влияние магнитных флуктуаций на транспортные свойства пниктидов железа .....	136
<i>Тархов М. А., Мумляков А. М., Шибалов М. В., Трофимов И. В., Порохов Н. В., Филиппов И. А., Ануфриев Ю. В.</i> Технология вывешенных сверхпроводниковых структур .....	138
<i>Тинюкова Т. С., Чубурин Ю. П.</i> Состояния с нулевой энергией в конечной цепочке Китаева.....	139
<i>Третьяков И. В., Каурова Н. С., Иващенко И. В., Воронов Б. М., Гольцман Г. Н.</i> Исследование характеристик пикселей гетеродинной матрицы 4×4 NbN НЕВ-смесителей терагерцового диапазона.....	140
<i>Улитко В. А., Панов Ю. Д.</i> Моделирование системы полужестких бозонов методом Монте-Карло в каноническом ансамбле .....	142
<i>Уставицков С. С., Левичев М. Ю., Пашенькин И. Ю., Гусев Н. С., Мазанин А. А., Водолазов Д. Ю.</i> Вихревая динамика в гибридных полосках MoN/Cu с разрезом.....	144
<i>Осин А. С., Фоминов Я. В.</i> Сверхпроводящие фазы и особенности ток-фазового соотношения в джозефсоновских контактах .....	146
<i>Хан Ф. В., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П.</i> Исследование сверхпроводникового генератора субТГц-диапазона на основе массива туннельных джозефсоновских переходов .....	147
<i>Худченко А. В., Рудаков К. И., Третьяков И. В., Кошелец В. П.</i> Разработка криогенной волноводной нагрузки для СИС-смесителя с разделением боковых полос диапазона 1,1–1,4 мм.....	149
<i>Хыдырова С. Ю., Барков К. А., Нестеров Д. Н., Терехов В. А., Ивков С. А., Керсновский Е. С., Польшин И. В., Новолокина Н. В., Моисеев К. М.</i> Атомное и электронное строение сверхпроводящих пленок W-Si и Nb-Si .....	151
<i>Чекушкин А. М., Парамонов М. Е., Кошелец В. П.</i> Варьирование параметров туннельного барьера СИС-перехода путем варьирования состава верхнего электрода .....	153
<i>Шестаков В. А., Корицунов М. М.</i> Термодинамические особенности перехода между $s_{\pm}$ - и $s_{++}$ -состояниями в сверхпроводниках на основе железа с немагнитными примесями .....	155
<i>Рахмонов И. Р., Широков Н. М., Шукринов Ю. М., Бобкова И. В.</i> Переключение намагниченности импульсом напряжения между вырожденными стабильными состояниями в джозефсоновском SFS-переходе на трехмерном топологическом изоляторе .....	156
<i>Шитов А. Е., Михайлин Н. Ю., Кумзеров Ю. А., Шамиур Д. В.</i> Термомагнитная неустойчивость сверхпроводящего состояния наноструктурированного свинца в пористом стекле.....	158
<i>Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Соломатов Л. С., Руденко Н. Ю., Шитов С. В.</i> Прогресс технологии RFTES-детекторов.....	160
<i>Шукринов Ю. М., Коваленко Е., Текис Ж., Куликов К. В., Nashaat M.</i> Перспективы исследования джозефсоновского SFS $\phi_0$ -перехода .....	162
<i>Юсупов Р. А., Филиппенко Л. В., Фоминский М. Ю., Кошелец В. П.</i> Исследование емкостных и индуктивных элементов с помощью высокочастотных сверхпроводниковых резонаторов .....	164

## Секция 2

### МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

<i>Алиев А. М., Гамзатов А. Г.</i> Магнитокалорический эффект в переменных магнитных полях .....	169
<i>Андреева М. А., Изюров В. В., Носов А. П., Баулин Р. А., Грибов И. В., Субботин И. А., Кондратьев О. А., Пашаев Э. М.</i> Синхротронная мессбауэровская рефлектометрия и рентгеноструктурное исследование ультратонких пленок $\text{YFeO}_3$ .....	170
<i>Безменова А. Е., Луценко С. В., Савочкин И. В., Евстигнеева С. А., Бержанский В. Н., Белотелов В. И.</i> Возбуждение выборочных спектров прецессии намагниченности в магнетных кристаллах с помощью высокочастотных лазерных импульсов .....	172
<i>Бизяев Д. А., Чукланов А. П., Нургазизов Н. И., Бухараев А. А., Кудрявцева Е. О.</i> Магнитоупругий эффект в субмикронных частицах Ni, сформированных на поверхности кристалла трибората лития .....	174

<i>Богданова Т. В., Калябин Д. В., Сафин А. Р., Никитов С. А.</i> Влияние давления на распространение поверхностной магнитоупругой волны в антиферромагнитной гетероструктуре в области спин-переориентационного фазового перехода.....	176
<i>Болотина Е. В., Савельев Д. В., Джанпаридзе М. В., Турутин А. В., Кубасов И. В., Фетисов Л. Ю.</i> Магнитоэлектрический эффект в тонкопленочной структуре Metglas/Langatate/Metglas.....	178
<i>Боровкова О. В., Колосветов А. А., Калиш А. Н., Чернов А. И., Белотелов В. И.</i> Локализованное возбуждение прецессии намагниченности в структурированных магнитофотонных кристаллах.....	180
<i>Братанич Д. В., Татарский Д. А.</i> Возникновение взаимодействия Дзялошинского – Мориа в центросимметричных ферромагнитных пленках.....	182
<i>Буньков Ю. М.</i> Квантовая магноника на основе магнонной бозе-конденсации.....	184
<i>Бурбан Е. А., Фадеев Ф. А., Бляхман Ф. А., Незнахин Д. С., Юшков А. А., Курляндская Г. В.</i> Определение пределов количественной оценки степени интернализации наночастиц $\gamma$ -Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> культурами мезенхимальных стромальных клеток человека.....	186
<i>Столяр С. В., Чеканова Л. А., Денисова Е. А., Ярославцев Р. Н., Черемискина Е. В., Немцев И. В., Исхаков Р. С., Важенкина И. Г., Сухов Б. Г.</i> Структура и магнитные свойства кобальт-никелевых сплавов, полученных методом химического осаждения в форме покрытий и пленок с использованием арабиногалактана в качестве восстанавливающего агента.....	188
<i>Валеев Р. Г., Петков А. А., Бельтюков А. Н.</i> Наноструктуры оксида железа на пористом оксиде алюминия как основа для элементов наноспинтроники.....	190
<i>Васинович Е. В., Москвин А. С.</i> Слабые ферромагнетики типа YFe <sub>1-x</sub> Cr <sub>x</sub> O <sub>3</sub> : отрицательная намагниченность и спиновая переориентация.....	192
<i>Вихрова О. В., Данилов Ю. А., Дудин Ю. А., Здоровейцев А. В., Калентьева И. Л., Кудрин А. В., Крюков Р. Н., Нежданов А. В., Парафин А. Е., Яковлева А. А.</i> Формирование ферромагнитного полупроводника GaMnAs ионной имплантацией и комбинированным отжигом.....	194
<i>Волков Д. А., Габриелян Д. А., Матвеев А. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Хафизов А. А., Маркелова М. Н., Кауль А. Р., Никитов С. А.</i> Спиновая накачка в гетероструктуре Lu <sub>3</sub> Fe <sub>5</sub> O <sub>12</sub> /Pt.....	196
<i>Высоцкий С. Л., Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Кожевников А. В.</i> Влияние вида доменной структуры на генерацию ЭДС при распространении спиновых волн в структуре ЖИГ – платина.....	198
<i>Габриелян Д. А., Волков Д. А., Козлова Е. Е., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Стругацкий М. Б., Ягунов С. В., Никитов С. А.</i> Спиновая накачка из антиферромагнетика FeVO <sub>3</sub> .....	200
<i>Гаранин Ф. Е., Хутиева А. Б., Ломова М. В., Садовников А. В.</i> Манделъштам-бриллюэновская спектроскопия для неинвазивного определения магнитных свойств клеток рака молочной железы in vitro.....	202
<i>Харитонский П. В., Гареев К. Г., Ралин А. Ю., Янсон С. Ю., Сетров Е. А., Сергиенко Е. С.</i> Сравнительный анализ и моделирование параметров магнитного гистерезиса фораминифер и их искусственных аналогов при криогенных температурах.....	204
<i>Гареева З. В., Филиппова В. В., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</i> Мультиферроидные материалы для устройств спинтроники.....	206
<i>Гареева З. В., Звездин А. К.</i> Проводящие антиферромагнитные материалы для спин-туннельных элементов спинтроники.....	208
<i>Грачев А. А., Бегинин Е. Н., Юхтанов Н. Г., Рыбин М. В., Садовников А. В.</i> Формирование и управление асимметричными резонансами типа Фано в латеральной системе ЖИГ-микроволноводов.....	210
<i>Грибова Н. И., Федоров А. Ю., Безменова А. Е., Кричевский Д. М., Бержанский В. Н., Белотелов В. И.</i> Обратный эффект Фарадея в пленках феррит-гранатов в ближнем ИК-диапазоне.....	211
<i>Данилов Ю. А., Быков В. А., Вихрова О. В., Здоровейцев Д. А., Калентьева И. Л., Крюков Р. Н., Парафин А. Е., Агафонов Ю. А., Зиненко В. И., Баталов Р. И., Валеев В. Ф., Нурджин В. И.</i> Гальваномагнитные свойства слоев GaMnAs, полученных ионной имплантацией: роль энергии ионов Mn <sup>+</sup> .....	213
<i>Демидов Е. С., Гусев Н. С.</i> Природа асимметрии спектров ФМР одиночных слоев ферромагнитных металлов.....	215

<i>Демин Г. Д., Федина А. Д., Дюжев Н. А.</i> Влияние частоты переменного тока на магнитоимпедансный отклик тонкопленочных магнитных структур с изолятором в линейном и нелинейном режимах возбуждения выходного сигнала.....	217
<i>Денисова Е. А., Чеканова Л. А., Комогорцев С. В., Важенина И. Г., Исаков Р. С., Бондаренко Г. Н., Кох Д., Великанов Д. А., Немцев И. В.</i> Высокоэнтропийные сплавы FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W): микроструктура и магнитные свойства.....	219
<i>Джунь И. О., Ежов А. А., Чеченин Н. Г.</i> Температурная зависимость ферромагнитного резонанса в структурах Co/FeMn и Co/IrMn с обменным смещением .....	221
<i>Долуденко И. М., Волчков И. С., Подкур П. Л., Хайретдинова Д. Р. Кошелев И. О., Каневский В. М.</i> Создание металлополимерных нанокомпозитов на основе электрохимического заполнения пор трековых мембран .....	223
<i>Дорохин М. В., Демина П. Б., Здоровейцев А. В., Здоровейцев Д. А., Кудрин А. В., Калентьева И. Л., Трушин В. Н., Темиряева М. П., Темиряев А. Г., Татарский Д. А., Крюков Р. Н., Зубков С. Ю.</i> Технологическое управление магнитными свойствами и микромагнитной структурой многослойных тонкопленочных систем [Co/Pt] и [Co/Pd].....	225
<i>Дровосеков А. Б., Дмитриева М. Ю., Крейнес Н. М., Ситников А. В., Николаев С. Н., Рыльков В. В.</i> Особенности магнитного резонанса в металл-диэлектрических наногранулярных композитах.....	227
<i>Дровосеков А. Б., Дмитриева М. Ю., Крейнес Н. М., Ситников А. В., Николаев С. Н., Рыльков В. В.</i> Поверхностная перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках металл-диэлектрических наногранулярных композитов Ni <sub>x</sub> (ZrO <sub>2</sub> ) <sub>100-x</sub> .....	229
<i>Дрягина А. Е., Горьковенко А. Н., Кулеш Н. А., Кудюков Е. В., Виблая А. В., Верясова А. А., Юшков А. А.</i> Синтез и исследование структуры и магнитных свойств нанопроволок 3d-переходных металлов в тонкопленочном слое оксида алюминия .....	231
<i>Ермолаева О. Л., Татарский Д. А., Миронов В. Л., Фраерман А. А.</i> Влияние магнитного поля спин-поляризованного тока на гиротропные автоколебания вихревых nanoосцилляторов.....	233
<i>Сапожников М. В., Ермолаева О. Л., Скороходов Е. В., Горев Р. В., Демидов Е. В., Ситников С. В., Щеглов Д. В.</i> Исследование микромагнитов для создания макета квантового процессора на одном кремниевом кубите.....	235
<i>Естюнин Д. А., Рыбкина А. А., Кох К. А., Терещенко О. Е., Лихолетова М. В., Климовских И. И., Шикин А. М.</i> Сравнительное исследование магнитных свойств топологических изоляторов (Mn <sub>1-x</sub> A <sup>IV</sup> <sub>x</sub> )Bi <sub>2</sub> Te <sub>4</sub> A <sup>IV</sup> = Ge, Pb, Sn .....	237
<i>Бизяев Д. А., Хайретдинова Д. Р., Загорский Д. Л., Долуденко И. М.</i> Зондовая микроскопия в исследовании магнитных нанопроволок .....	239
<i>Здоровейцев А. В., Дорохин М. В., Кудрин А. В., Темиряева М. П., Темиряев А. Г.</i> Тонкие ферромагнитные пленки CoPt(Pd) как новый функциональный материал нанoeлектроники.....	241
<i>Здоровейцев А. В., Дорохин М. В., Здоровейцев Д. А., Темиряева М. П., Темиряев А. Г., Гусев Н. С., Татарский Д. А.</i> Элементы магнитной памяти на основе пленок CoPd(Pt)/Au .....	243
<i>Ичкитидзе Л. П., Филиппова О. В., Белодедов М. В., Галечян Г. Ю., Герасименко А. Ю., Тельшев Д. В., Селишев С. В.</i> Неинвазивная регистрация магнитных наночастиц.....	245
<i>Кадикова А. Х., Янилкин И. В., Гумаров А. И., Габбасов Б. Ф., Зверев Д. Г., Тагиров Л. Р., Юсупов Р. В.</i> Синтез, магнитные свойства и спиновые эффекты Холла в гетероструктурах Ru/MnPt.....	246
<i>Калентьева И. Л., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Здоровейцев Д. А., Демина П. Б., Ведь М. В., Кудрин А. В., Татарский Д. А., Орлова А. Н., Темиряева М. П., Темиряев А. Г., Садовников А. В., Крюков Р. Н., Зубков С. Ю., Трушин В. Н.</i> Формирование различных топологических магнитных состояний в тонких ферромагнитных пленках Co/Pd .....	248
<i>Калинина Е. А., Ежеский А. А., Гусейнов Д. В., Аверина Н. И., Гусев Н. С., Караитин Е. А.</i> Спиновый ток в структурах Ru/n-Si: ФМР и инверсный спиновый эффект Холла .....	250
<i>Кантур И. Э., Ярмошенко Ю. М., Радзивончик Д. И., Титова С. Г., Стерхов Е. В., Кузнецова Т. В.</i> Определение спинового состояния ионов марганца в многокомпонентных оксидах марганца методом рентгеновской эмиссионной спектроскопии.....	252
<i>Караитин Е. А., Мурзина Т. В.</i> Нелинейные оптические эффекты, вызванные динамикой намагниченности ферромагнетика.....	254

<i>Гусев Н. С., Караитин Е. А., Орлова А. Н., Пащенко И. Ю., Сапожников М. В., Суханов М. А., Бакаров А. К., Абрамкин Д. С., Журавлев К. С.</i> Туннельные структуры InSb / MgO / CoFeB для измерения не взаимного эффекта Ханле .....	256
<i>Киселева К. В., Черкасов Д. А., Звездин К. А.</i> Моделирование кроссбаров STT-MRAM в САПР .....	258
<i>Кожевников С. В.</i> Исследование нейтронных волноводов с магнитными слоями .....	260
<i>Колосова А. А., Швальб К. А., Калиш А. Н., Кричевский Д. М., Белотелов В. И.</i> Оптическое возбуждение спиновых волн в магнитоплазменной структуре с золотыми нанодисками .....	262
<i>Комогорцев С. В., Важенина И. Г., Мацынин А. А., Великанов Д. А., Фельк В. А., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Здоровейцев Д. А., Калентьева И. Л., Трушин В. Н.</i> Магнитная анизотропия пленок Co-Pt, приготовленных последовательным напылением слоев субатомных толщин .....	264
<i>Комогорцев С. В., Мохов А. А., Фельк В. А.</i> Особенности микромагнитных состояний в дисках с перпендикулярной магнитной анизотропией .....	266
<i>Коришунов А. С., Кудасов Ю. Б., Павлов В. Н.</i> Управление магнетизмом палладия в слоистой структуре типа Pd/BaO/Pd .....	267
<i>Костюченко Н. В., Плохов Д. И., Терешина И. С., Кудасов Ю. Б., Сурдин О. М., Звездин А. К.</i> Критические переходы в редкоземельных магнетиках типа (R,R') <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B .....	269
<i>Красиков А. А. Балаев Д. А., Столяр С. В., Ярославцев Р. Н., Балаев А. Д., Исхаков Р. С.</i> Определение вклада магнитных подсистем, формирующихся в наноразмерных частицах ферригидрита, из анализа кривых намагничивания в полях до 250 кЭ .....	270
<i>Криштоп В. Г., Корепанов В. И., Фомин Л. А., Загорский Д. Л., Долуденко И. М.</i> Атипичное комбинационное рассеяние в массивах нанопроволок с магнитными переходами .....	272
<i>Кудасов Ю. Б.</i> О дисперсии электронов в металле с геликоидальным порядком .....	274
<i>Кудрин А. В., Лесников В. П., Крюков Р. Н., Дорохин М. В., Яковлева А. А.</i> Ферромагнетизм в GaAs, сильно легированном Fe .....	276
<i>Кузикова А. В., Просников М. А., Барило С. Н., Калашишникова А. М.</i> Магнитооптические петли гистерезиса вблизи равновесного и лазерно-индуцированного спин-переориентационного перехода в Fe <sub>3</sub> VO <sub>6</sub> .....	278
<i>Кузнецов М. А., Караитин Е. А.</i> Обменное усиление магнитокалорического эффекта в структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик .....	280
<i>Курляндская Г. В., Бурбан Е. А., Незнахин Д. С., Мельников Г. Ю., Бекетов И. В., Свалов А. В.</i> Особенности ансамблей магнитных наночастиц, полученных сочетанием методов электрического взрыва проволоки и механохимического синтеза .....	282
<i>Лобкова М. Д., Скирдков П. Н., Звездин К. А.</i> Подход к проектированию и оптимизации сенсора на основе магнитных туннельных переходов .....	284
<i>Ляпилин И. И.</i> Влияние спин-орбитального взаимодействия на эффект спинового кулоновского увлечения .....	286
<i>Мальшиева Е. И., Ведь М. В., Демина П. Б., Дорохин М. В., Здоровейцев А. В., Байдусь Н. В.</i> Управление функциональными характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /CoPt .....	288
<i>Мартышкин А. А., Садовников А. В.</i> Нелинейные режимы распространения спиновых волн в волноводах с одномерным массивом отверстий .....	290
<i>Маслий Р. В., Хутиева А. Б., Садовников А. В.</i> Управляемые лазерным излучением режимы распространения спин-волнового сигнала в латеральных ЖИГ микроволноводах с ортогональным элементом .....	291
<i>Быков А. И., Бычкова Е. А., Васильев А. Н., Катенков П. Ю., Коришунов А. С., Козабаранов Р. В., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Платонов В. В., Попова Е. А., Репин П. Б., Селемир В. Д., Стрельцов С. В., Стрелков И. С., Сурдин О. М., Темников Ф. В., Филиппов А. В.</i> Исследование Gd <sub>2</sub> BaNiO <sub>5</sub> в сверхсильном магнитном поле .....	293
<i>Миляев М. А., Найданов И. А., Проглядо В. В., Устинов В. В.</i> Функциональные низкогистерезисные ГМР-сверхрешетки CoFeNi/CuIn .....	295
<i>Моргунов Р. Б., Бахметьев М. В., Чернов А. И., Хутиева А. Б., Садовников А. В.</i> Антиферромагнитная спинтроника: управление обменным смещением на границе ферро-антиферромагнетик с помощью спинового тока .....	297

<i>Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Морозова А. С., Нургазизов Н. И., Чукланов А. П.</i> Использование монокристаллических подложек и термоиндуцированного магнитоупругого эффекта для снижения поля переключения Ni-микрочастиц .....	299
<i>Москаль И. Е., Петржик А. М., Ульев Г. Д., Шадрин А. В., Овсянников Г. А.</i> Рост эпитаксиальных тонких пленок антиферромагнетика Sr <sub>2</sub> IrO <sub>4</sub> для гетероструктур спинтроники .....	301
<i>Москвин А. С.</i> Конкуренция орбитальных, зарядовых и спиновых степеней свободы в ян-теллеровских магнетиках .....	303
<i>Мурзина Т. В., Майдыковский А. И., Новиков В. Б., Жабоев Е. И., Колмычек И. А., Доценко А. А., Темиряева М. П., Темиряев А. Г., Гусев Н. С., Гусев С. А., Пашенькин И. Ю., Скороходов Е. В.</i> Магнитные свойства эпитаксиального слоя граната с регулярным массивом ферромагнитных частиц на его поверхности .....	304
<i>Найданов И. А., Милев М. А., Проглядо В. В.</i> Структура и магнитотранспортные свойства сверхрешеток CoFeNi/CuIn и CoFeNi/Cu .....	306
<i>Наумова Л. И., Заборницын Р. С., Миляев М. А., Ясюлевич И. А., Максимова И. К., Криницина Т. П., Павлова А. Ю., Проглядо В. В., Устинов В. В.</i> Обусловленные спиновой аккумуляцией эффекты в магнитосопротивлении наноструктур, содержащих слои β-Ta .....	308
<i>Нестеров В. Ю., Джунь И. О., Шулейко Д. В., Заботнов С. В., Преснов Д. Е., Алехина Ю. А., Константинова Е. А., Перов Н. С., Чеченин Н. Г.</i> Магнитные наночастицы, изготовленные методом импульсной лазерной абляции тонких пленок кобальта в воде .....	310
<i>Николаев С. Н., Черноглазов К. Ю., Васильев А. Л., Грановский А. Б., Рыльков В. В.</i> Эволюция скейлинга аномального эффекта Холла в нанокompозитных пленках (CoFeB) <sub>x</sub> (LiNbO <sub>3</sub> ) <sub>100-x</sub> при изменении состава в области порога перколяции и перехода металл-диэлектрик .....	312
<i>Нужин С. В., Улитко В. А., Панов Ю. Д., Москвин А. С.</i> Исследование фазовых состояний системы триплетных бозонов численным методом Монте-Карло .....	314
<i>Одинцов С. А., Пташенко А. С., Садовников А. В.</i> Невзаимное распространение спиновых волн в магнотной структуре с металлическим слоем .....	316
<i>Орлова А. Н., Татарский Д. А., Пашенькин И. Ю., Гусев С. А.</i> Диагностика тонкопленочных структур из системы материалов [Co(x)/Pt]/Co(x)/IrMn .....	318
<i>Османов С. В., Михайлова Т. В., Ляшко С. Д., Томилин С. В., Скороходов Е. В., Гусев С. А., Каравайников А. В., Кудряшов А. Л., Бержанский В. Н., Шапошников А. Н.</i> Усиление эффекта Фарадея в таммовских структурах с гибридными оптическими модами .....	320
<i>Островская Н. В., Скиданов В. А., Юсипова Ю. А.</i> Управление ячейкой SOT-MRAM внешним магнитным полем и током .....	322
<i>Панов Ю. Д., Ясинская Д. Н.</i> Использование марковских цепей для анализа состояний одномерных спиновых систем .....	326
<i>Патрин Г. С., Вахитова Я. А., Шиян Я. Г., Кобяков А. В., Юшков В. И.</i> Влияние биквадратичного межслоевого взаимодействия на магнитные свойства пленок CoNi/Si/FeNi .....	328
<i>Патрин Г. С., Волченко Е. Н., Яковчук Ю. В., Шиян Я. Г.</i> Роль интерфейса при формировании магнитных свойств двухслойных пленок в системе Fe-Vi .....	330
<i>Пашенькин И. Ю., Полушкин Н. И., Фраерман А. А., Сапожников М. В., Кравцов Е. А.</i> Обменное усиление магнитокалорического эффекта в ферромагнитных наноструктурах .....	332
<i>Быков А. И., Катенков П. Ю., Козабаранов Р. В., Коришунов А. С., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Платонов В. В., Ретин П. Б., Селемир В. Д., Стрелков И. С., Сурдин О. М.</i> Использование сверхсильных магнитных полей для изучения иерархии обменных взаимодействий в соединениях с <i>f-d</i> -ионами .....	334
<i>Ползикова Н. И., Алексеев С. Г., Лузанов В. А., Раевский А. О., Никитов С. А.</i> Гибридные магнон-фононные структуры для акустической генерации спиновых волн и спиновых токов .....	336
<i>Пашенькин И. Ю., Татарский Д. А., Нечай А. Н., Чурин С. А., Юнин П. А., Сапожников М. В., Демидов Е. С., Васильев В. К., Королев Д. С., Скуратов В. А., Фраерман А. А., Полушкин Н. И.</i> Магнитные модификации в тонких пленках Fe-Al под действием облучения ионными пучками .....	338
<i>Пташенко А. С., Одинцов С. А., Шешукова С. Е., Садовников А. В.</i> Пространственное управление спиновыми волнами в микроволноводах на основе YIG/FeRh .....	340

<i>Русалина А. С., Лепаловский В. Н., Степанова Е. А., Васьковский В. О., Курляндская Г. В., Свалов А. В.</i> Индуцированное полем возникновение неколлинеарной магнитной структуры в аморфных ферромагнитных пленках Dy-Co вблизи температуры магнитной компенсации .....	342
<i>Рюмиин В. С., Нужин С. В., Панов Ю. Д., Москвин А. С.</i> Приближение среднего поля для системы триплетных бозонов в никелатах .....	344
<i>Садовников А. В., Шешукова С. Е., Бегинин Е. Н., Серокурова А. В., Никитов С. А.</i> Исследования нерегулярных магнитных микро- и наноструктур методом мандельштам-бриллюэновской спектроскопии .....	346
<i>Сапожников М. В., Горев Р. В., Гусев Н. С., Удалов О. Г., Садовников А. В.</i> Стрикционные эффекты в магнитных пленках с взаимодействием Дзялошинского – Мория .....	348
<i>Сафонов С. С., Федоров А. С., Федорова А. А., Никитов С. А., Логунов М. В.</i> Возбуждение ТГц-магнонов фемтосекундными лазерными импульсами в ферритах-гранатах, легированных висмутом и тулием .....	350
<i>Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Дудко Г. М., Селезнев М. Е., Филимонов Ю. А.</i> Потери поверхностных магнитостатических волн в слоистых структурах феррит/металл .....	351
<i>Свалов А. В., Незнахин Д. С., Архипов А. В., Андреев С. В., Юшков А. А., Горьковенко А. Н., Бурбан Е. А., Курляндская Г. В.</i> Магнитные и магнитокалорические свойства микрочастиц на основе Gd в области криогенных температур .....	353
<i>Селезнев М. Е., Никулин Ю. В., Стогний А. И., Дудко Г. М., Сахаров В. К., Хивинцев Ю. В., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Амаханов Г. М., Филимонов Ю. А.</i> Исследование спиновой накачки бегущими ПМСВ в микроструктурах Pt/ЖИГ/SiO <sub>2</sub> /Si .....	355
<i>Скирдков П. Н., Кичин Г. А., Звездин К. А.</i> Эффект широкополосного выпрямления в спин-трансферных диодах .....	357
<i>Пашенькин И. Ю., Скороходов Е. В., Сапожников М. В., Фраерман А. А., Федотов И. А., Кичин Г. А., Звездин К. А.</i> Статические и динамические свойства вихревых наноконтактов .....	359
<i>Степушкин М. В.</i> Расчет распределения холловского отклика в ферромагнитных пленках с сильной одноосной анизотропией .....	361
<i>Столяр С. В., Ли О. А., Боев Н. М., Николаева Е. Д., Воротынов А. М., Великанов Д. А., Исхаков Р. С., Шохрина А. О., Райхер Ю. Л.</i> Нагрев суперпарамагнитных порошков в режиме ферромагнитного резонанса .....	363
<i>Быков А. И., Бычкова Е. А., Галанова С. В., Катенков П. Ю., Козабаранов Р. В., Коришунов А. С., Костюченко Н. В., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Платонов В. В., Репин П. Б., Селемир В. Д., Стрелков И. С., Сурдин О. М., Терешина И. С., Филиппов А. В., Звездин А. К.</i> Исследование кривых намагничивания соединений R <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B в сверхсильном магнитном поле .....	365
<i>Тааев Т. А., Хизриев К. Ш., Караитин Е. А., Муртазаев А. К.</i> SmCo/Fe- и SmCo/Co-гетероструктуры: микромагнитное моделирование .....	367
<i>Татарский Д. А., Скороходов Е. В., Пашенькин И. Ю., Гусев С. А.</i> Получение неодносвязных магнитных паттернированных мезочастиц с помощью электронной литографии .....	368
<i>Татарский Д. А., Гусев Н. С., Ермолаева О. Л., Орлова А. Н., Садовников А. В., Гусев С. А., Миронов В. Л.</i> Особенности взаимодействия Дзялошинского – Мория в многослойных пленках Co/Pt .....	370
<i>Телегин А. В., Бессонов В. Д., Теплов В. С., Макарова М. В., Самардак А. С., Park J.</i> Температурная и концентрационная зависимость константы взаимодействия Дзялошинского – Мория в пленочных гетероструктурах Pt-Co .....	372
<i>Темирязов А. Г., Здоровейцев А. В., Степушкин М. В., Темиряева М. П.</i> Экспериментальное исследование пространственного распределения функции отклика холловского креста с помощью магнитно-силовой микроскопии .....	374
<i>Темиряева М. П., Здоровейцев А. В., Мурзина М. В., Темирязов А. Г.</i> Исследование процессов перемагничивания с помощью серийной магнитно-силовой микроскопии .....	376
<i>Тереценко О. Е., Бакин В. В., Голяшов В. А., Микаева А. С., Степанов С. А., Русецкий В. С., Кустов Д. А., Шайблер Г. Э., Рожков С. А., Демин А. Ю.</i> Магнитные нано-мембраны с эффективной спиновой фильтрацией и электронным усилением .....	378
<i>Титов А. С., Щелконогов В. А., Никитов С. А.</i> Инерционная динамика намагниченности и нелинейная восприимчивость однодоменных ферромагнитных частиц .....	380

<i>Трушин О. С., Фаттахов И. С., Попов А. А., Мазалецкий Л. А., Гайдукасов Р. А., Мьяконьких А. В.</i> Киральные метаповерхности на основе массивов Со-наноспиралей, получаемые методом наклонного напыления.....	382
<i>Ульев Г. Д., Константиныч К. И., Овсянников Г. А., Москаль И. Е., Шадрин А. В.</i> Температурная зависимость спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит.....	384
<i>Усеинов Н. Х., Зайцев Н. С., Усеинов А. Н.</i> Спин-поляризованный ток в магнитных туннельных точечных наноконтактах с учетом градиентов электрохимических потенциалов .....	386
<i>Федоров А. С., Демидов В. В., Федорова А. А., Сафонов С. С., Никитов С. А., Логунов М. В.</i> Ферромагнитный резонанс в тулий-замещенных ферритах-гранатах .....	388
<i>Федорова А. А., Федоров А. С., Сафонов С. С., Темирязов А. Г., Темирязова М. П., Никитов С. А., Логунов М. В.</i> Условия формирования зигзагообразно модулированной доменной структуры в пленках ферритов-гранатов.....	390
<i>Федотов И. А., Скороходов Е. В.</i> Спектр ферромагнитного резонанса в трехслойной ферромагнитной наночастице.....	392
<i>Федулов Ф. А., Савельев Д. В., Мусатов В. И., Фетисов Л. Ю., Бурдин Д. А., Фетисов Ю. К.</i> Анизотропия магнитных характеристик композита на основе аморфных микропроводов.....	394
<i>Фещенко А. А., Москалев М. Е., Северова С. В., Горьковенко А. Н., Лепаловский В. Н., Юшков А. А., Кравцов Е. А., Васильковский В. О.</i> Влияние структурно-композиционных факторов на структурное состояние и гистерезисные свойства пленок типа СгМп/ферромагнетик .....	396
<i>Никулин Ю. В., Высоцкий С. Л., Селезнев М. Е., Кожевников А. В., Сахаров В. К., Дудко Г. М., Хивинцев Ю. В., Филимонов Ю. А., Никитов С. А., Khitun A.</i> Влияние сингулярностей ван Хофа на спиновую накачку магнитостатическими волнами в структурах YIG/Pt.....	398
<i>Вахитов Р. М., Филиппов М. А., Ахметова А. А., Солонецкий Р. В.</i> Влияние пространственной модуляции материальных параметров ультратонких ферромагнитных пленок на стабилизацию в них магнитных вихреподобных неоднородностей.....	400
<i>Филиппова В. В., Шульга Н. В., Дорошенко Р. А., Гареева З. В.</i> Новые топологические объекты в наноструктурах в магнитном поле .....	402
<i>Фильченков И. О., Мартышкин А. А., Садовников А. В.</i> Зигзагообразный СВЧ-фильтр с микромеханическим управлением .....	404
<i>Скороходов Е. В., Фраерман А. А.</i> Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной частице и ее вращение электрическим током.....	406
<i>Хайретдинова Д. Р., Долуденко И. М., Перунов И. В., Луккарева С. А., Загорский Д. Л., Панина Л. В.</i> Исследование структурных и магнитных свойств нанопроволок из тройных сплавов FeCoCu и FeNiCu .....	408
<i>Харитонский П. В., Николаев В. И., Тимашов Р. Б., Степанов А. И., Сергиенко Е. С., Гареев К. Г., Ралин А. Ю., Бойко М. Е., Бутенко П. Н.</i> Магнетизм мелкодисперсных частиц $\alpha$ -Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , выращенных на сапфире методом ультразвуковой паровой химической эпитаксии .....	410
<i>Хивинцев Ю. В., Сахаров В. К., Никулин Ю. В., Джумалиев А. С., Павлов Е. С., Кожевников А. В., Высоцкий С. Л., Дудко Г. М., Селезнев М. Е., Филимонов Ю. А.</i> Использование металлических декораций для управления спиновыми волнами в ферритовом тонкопленочном волноводе.....	412
<i>Черкасов Д. А., Киселева К. В., Звездин К. А.</i> Реализация нейронной сети на кроссбарах из STT-MRAM.....	414
<i>Дюжнев Н. А., Чиненков М. Ю., Парамонов В. В., Филиппов Н. А.</i> Микроэлектронные сенсоры на основе магниторезистивных тонкопленочных структур.....	416
<i>Шайхулов Т. А., Матвеев А. А., Демидов В. В., Сизов В. Е., Темирязова М. П., Темирязов А. Г., Волков Д. А., Сафин А. Р., Маркелова М. Н., Амеличев В. А., Калябин Д. В., Никитов С. А.</i> Магнитные свойства гетероструктуры SrMnO <sub>3</sub> /La <sub>0,7</sub> Sr <sub>0,3</sub> MnO <sub>3</sub> на подложке NdGaO <sub>3</sub> .....	418
<i>Шелухин Л. А., Кузикова А. В., Телегин А. В., Бессонов В. Д., Калашишкова А. М.</i> Влияние интерфейса на генерацию пикосекундных импульсов ТГц-излучения в спинтронных эмиттерах Со/Pt.....	420
<i>Шустин М. С., Дзедзисавили Д. М.</i> Стабилизация магнитных скирмионов с произвольными топологическими индексами в неоднородном поле сверхпроводящего вихря.....	422
<i>Эндерова Т. Н., Сахин В. О., Зарипов Р. Б., Куковицкий Е. Ф., Таланов Ю. И.</i> Исследование магнетосопротивления и микроволнового поглощения трехмерного топологического изолятора В <sub>1,1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Sb <sub>0,9</sub> Te <sub>2</sub> S.....	424

<i>Юдсон В. И.</i> За пределом РККУ: диссипация в системе спиновых примесей, связанных с электронной краевой модой .....	426
<i>Юнин П. А., Сапожников М. В., Караитин Е. А., Пашенькин И. Ю., Горев Р. В., Антонов И. А., Королев Д. С., Дудин Ю. А.</i> Управление шириной интерфейса в структурах терагерцовых спинтронных источников Co/Pt облучением ионами гелия .....	427
<i>Юрлов В. В., Звездин К. А., Звездин А. К.</i> Анализ перехода к квантовому режиму в джозефсоновских магнитных туннельных переходах.....	429
<i>Юсупов Р. В., Петров А. В., Никитин С. И., Тагиров Л. Р., Камзин А. С.</i> Нетепловая фотоиндуцированная редукция коэрцитивного поля в тонких эпитаксиальных пленках L1 <sub>0</sub> -фазы FePt и FePt <sub>0,84</sub> Rh <sub>0,16</sub> .....	430
<i>Ярославцев Р. Н., Тюменцева А. В., Волочаев М. Н., Герасимова Ю. В., Великанов Д. А., Столяр С. В.</i> Синтез и свойства пэгиллированных наночастиц оксида железа для биомедицинских применений .....	432

## Секция 5

### МНОГОСЛОЙНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

<i>Артюков И. А.</i> О спектральном диапазоне «углеродного окна» в мягкой рентгеновской микроскопии.....	437
<i>Артюхов А. И., Морозов С. С., Чхало Н. И., Шапошников Р. А., Антюшин Е. С., Петрова Д. В., Николаев А. И., Полковников В. Н., Торопов М. Н., Пестов А. Е.</i> Литограф прямого изображения для структурирования поверхности.....	439
<i>Ахсахалян А. А., Ахсахалян А. Д., Вайнер Ю. А., Глушков Е. И., Малышев И. В., Антюшин Е. С., Полковников В. Н., Реунов Д. Г., Чхало Н. И.</i> Тестирование многослойных зеркал в форме параболического цилиндра.....	441
<i>Бугаев А. В., Сахоненков С. С., Шапошников Р. А., Полковников В. Н., Филатова Е. О.</i> Теоретическое и экспериментальное изучение межфазной границы в многослойном зеркале Mo/W <sub>4</sub> C до и после введения барьерного слоя W.....	443
<i>Бушуев В. А., Манцызов Б. И.</i> Оптические импульсы в РТ-симметричном фотонном кристалле при частотной сингулярности .....	445
<i>Веселов А. П., Водопьянов А. В., Сидоров А. В., Преображенский Е. И.</i> Исследование свойств разряда, локализованного в струе инертного газа, инициированного под воздействием сфокусированного излучения CO <sub>2</sub> -лазера.....	447
<i>Вишняков Е. А.</i> О свойствах элементарных частиц, ускоренных световым полем .....	449
<i>Водопьянов А. В., Веселов А. П., Сидоров А. В., Преображенский Е. И.</i> Экстремальное ультрафиолетовое излучение разряда на криомишени под воздействием сфокусированного излучения CO <sub>2</sub> -лазера.....	450
<i>Гайкович К. П., Малышев И. В., Реунов Д. Г.</i> Геометрооптический подход в рентгеновской микроскопической томографии.....	452
<i>Гарахин С. А., Антюшин Е. С., Чхало Н. И., Полковников В. Н.</i> Исследование отражательных характеристик многослойных рентгеновских зеркал Sr/Ti и Sr/V .....	454
<i>Глаголев П. Ю., Дюжнев Н. А., Корнеев В. И., Демин Г. Д.</i> Формирование изображения в рентгеновской оптике на основе преломляющих линз с учетом поглощения.....	456
<i>Глушков Е. И., Малышев И. В., Петраков Е. В., Чернышев А. К., Михайленко М. С., Плешков Р. С., Шапошников Р. А., Артюхов А. И., Чхало Н. И., Хомяков Ю. В., Ракиун Я. В., Чернов В. А., Долбня И. П.</i> Двухзеркальный многослойный монохроматор для синхротронов поколения 4+.....	458
<i>Глушков Е. И., Малышев И. В., Чернышев А. К., Михайленко М. С., Петраков Е. В., Чхало Н. И.</i> Рентгеновская коллимирующая система на основе параболических зеркал Киркпатрика – Баеза.....	460
<i>Горай Л. И., Дашков А. С., Костромин Н. А., Мохов Д. В., Березовская Т. Н., Пирогов Е. В., Шубина К. Ю., Прасолов Н. Д., Зорина М. В., Гарахин С. А., Чхало Н. И., Буравлев А. Д.</i> Высокочастотные многослойные дифракционные решетки с малым углом блеска: определение дифракционной эффективности и влияния шероховатости .....	461
<i>Гусева В. Е., Забродин И. Г., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Чхало Н. И.</i> Временные зависимости импульсного ЭУФ-излучения, формируемого в лазерно-плазменном источнике излучения.....	463

<i>Гусева В. Е., Забродин И. Г., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Чхало Н. И.</i> Изучение деградации рентгеновских зеркал под воздействием излучения и ионов, формируемых в лазерной плазме .....	465
<i>Дуров К. В., Ахсахалян А. А., Гарахин С. А., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Шапошников Р. А.</i> Многослойные рентгеновские зеркала W/B <sub>4</sub> C для рентгенофлуоресцентной спектрометрии .....	467
<i>Дуров К. В., Чхало Н. И., Полковников В. Н., Минеев С. М.</i> Высокоградиентная асферизация подложек тонкопленочными покрытиями Al/Si .....	469
<i>Дуров К. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Ахсахалян А. А., Мальшиев И. В.</i> Многослойные структуры на основе Ni для зеркал гебелевского типа .....	471
<i>Егоров Е. В., Егоров В. К.</i> Формирование наноразмерных радиационных потоков волноводно-резонансными рентгеновскими устройствами .....	473
<i>Загайнов Н. В., Шапошников Р. А., Дуров К. В., Полковников В. Н.</i> Связь энергии активации диффузии и энтальпии образования соединений с величиной межслоевой шероховатости многослойных структур....	475
<i>Зорина М. В., Михайленко М. С., Чернышев А. К., Пестов А. Е., Мальшиев И. В., Чхало Н. И.</i> Исследование влияния ионной обработки ситалла на шероховатость поверхности.....	476
<i>Каратаев А. В., Гайсин А. У., Филатова Е. О.</i> Влияние материала барьерного слоя и температуры отжига на процесс формирования межслоевых областей в многослойных структурах Sr/Ti.....	478
<i>Ломов А. А., Захаров Д. М., Тарасов М. А., Чекушкин А. М., Татаринцев А. А., Пацаев Т. Д., Васильев А. Л.</i> Микроструктура островковых пленок Al на Si(111) при магнетронном напылении: влияние температуры подложки .....	480
<i>Дмитриев Д. С., Лопатин А. Я., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Цыбин Н. Н., Чхало Н. И.</i> Капсульная газонаполненная мишень для лазерно-плазменного ЭУФ-источника.....	482
<i>Лопатин А. Я., Лучин В. И., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Стенд тестирования чувствительных к ЭУФ-излучению фоторезистов .....	484
<i>Мальшиев И. В., Реунов Д. Г., Чхало Н. И., Торопов М. Н., Пестов А. Е., Плешков Р. С., Чернышев А. К.</i> Модернизация зеркального ЭУФ-микроскопа с z-томографией на увеличение 345 крат.....	486
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Зорина М. В., Орлова А. Н., Чхало Н. И., Салащенко Н. Н.</i> Изучение формирующегося нарушенного слоя в монокристаллическом кремнии и его влияние на поведение шероховатости поверхности в процессе ионного травления .....	488
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К.</i> Вспомогательное программное обеспечение для приложений ионного травления .....	490
<i>Морозов С. С., Антышева Г. Д., Чхало Н. И.</i> Многостриповые многослойные зеркала для источников на основе обратного комптоновского рассеивания .....	492
<i>Морозов С. С., Гарахин С. А., Мальшиев И. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Спектрограф для диапазона 6–20 нм .....	494
<i>Мохов Д. В., Березовская Т. Н., Пирогов Е. В., Шубина К. Ю., Прасолов Н. Д., Зорина М. В., Гарахин С. А., Чхало Н. И., Горай Л. И., Буравлев А. Д.</i> Высокочастотные рентгеновские дифракционные Si-решетки с малым углом блеска: отработка технологии изготовления .....	496
<i>Мурзина А. В., Ракишун Я. В., Хомяков Ю. В., Чернов В. А.</i> Оптимизированное вставное устройство для ЭУФ-литографии на источнике синхротронного излучения 4-го поколения .....	498
<i>Некпелов С. В., Петрова О. В., Сивков Д. В., Бакина К. А., Скандаков Р. Н., Рутковский В. О., Сивков В. Н.</i> Радиационное разложение приповерхностных слоев и тонких пленок под действием синхротронного излучения .....	499
<i>Нечай А. Н., Гусева В. Е., Перекалов А. А., Чхало Н. И.</i> Расчетное и экспериментальное определение размеров лазерной искры в газоструйных мишенях.....	501
<i>Николенко А. Д., Федоренко А. Д., Забродский В. В.</i> Использование станции «Космос» для измерения эмиссионных и абсорбционных спектров в мягком рентгеновском диапазоне.....	503
<i>Гусева В. Е., Мальшиев И. В., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Пестов А. Е., Реунов Д. Г., Смертин Р. М., Торопов М. Н., Цыбин Н. Н., Чхало Н. И.</i> Двухзеркальный объектив Шварцшильда для исследования лазерной искры в ЛПИ .....	505
<i>Глушков Е. И., Мальшиев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Шевчук И. Э.</i> Формирование подложек для коллимирующей КБ-системы методами ионно-пучкового травления .....	507

<i>Петраков Е. В., Чхало Н. И., Глушков Е. И., Чернышев А. К.</i> Методы метрологии крупногабаритных рентгеновских зеркал в субнанометровом диапазоне .....	509
<i>Плешков Р. С., Васильев В. К., Зуев С. Ю., Королев Д. С., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Юнин П. А.</i> Исследование влияния ионизирующего излучения на многослойные рентгеновские зеркала $\text{Be/Si/Al}$ .....	510
<i>Плешков Р. С., Гарахин С. А., Глушков Е. И., Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Исследование структурных и отражательных характеристик короткопериодных $\text{Mo/Be}$ многослойных рентгеновских зеркал .....	512
<i>Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Изображающая многослойная оптика для рентгеновской микроскопии и астрономии.....	514
<i>Пунегов В. И.</i> Моделирование рентгеновской дифракции в структурированных и деформированных кристаллах кремния.....	515
<i>Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Шатохин А. Н.</i> Монохроматоры высокого разрешения на область длин волн 110–160 Å .....	517
<i>Реунов Д. Г., Ахсахалян А. А., Ахсахалян А. Д., Чхало Н. И., Шапошников Р. А.</i> Наблюдение квазибрегговского рассеяния в зеркалах Гёбеля.....	519
<i>Самохвалов А. А., Сергушичев К. А., Елисеев С. И., Бронзов Т. П., Большаков Е. П., Гетман Д. В., Смирнов А. А., Бурцев В. А.</i> Динамика капиллярной плазмы: интерпретация экспериментальных данных на основе МГД-моделирования.....	521
<i>Сивков В. Н., Бакина К. А., Некипелов С. В., Петрова О. В., Сивков Д. В., Рутковский В. О., Скандаков Р. Н.</i> Перспективы использования многослойных структур и тонких пленок для определения сечений поглощения в области NEXAFS 2p-краев Si, P и S.....	523
<i>Сидоров А. В., Водопьянов А. В., Веселов А. П., Мурзанов А. А., Степанов А. Н.</i> Газовые мишени для точечного источника вакуумного и экстремального ультрафиолетового излучения, поддерживаемого сфокусированным электромагнитным излучением .....	525
<i>Смертин Р. М., Барышева М. М., Гарахин С. А., Полковников В. Н., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Многослойные рентгеновские зеркала $\text{Cr/Sc}$ с улучшенными отражательными характеристиками для спектрального диапазона «окно прозрачности воды».....	527
<i>Фещенко Р. М., Митрофанов А. В.</i> О фазовой и групповой скоростях волн в сквозных порах полимерных трековых мембран .....	529
<i>Филатова Е. О., Сахоненков С. С., Соломонов А. В., Смертин Р. М., Полковников В. Н.</i> Нитридизация как метод повышения термической стабильности короткопериодных многослойных зеркал .....	532
<i>Франк А. И., Бушуев В. А.</i> Групповое время задержки и время отражения нейтронной волны.....	534
<i>Хомяков Ю. В., Ракиун Я. В., Чернов В. А., Долбня И. П.</i> О корректном применении преломляющей рентгеновской оптики на ондуляторных станциях источников СИ 4-го поколения для когерентных методов .....	536
<i>Хомяков Ю. В., Бурдилов А. А., Ракиун Я. В., Чернов В. А.</i> Плавно регулируемые жидкие линзы для источников СИ 4-го поколения .....	537
<i>Хомяков Ю. В., Кутькин О. М., Ракиун Я. В., Чернов В. А.</i> Радиационно-охлаждаемый аморфный фильтр на основе сверхтонких фольг для источников СИ 4-го поколения.....	538
<i>Клюенков Е. Б., Лопатин А. Я., Лучин В. И., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Цыбин Н. Н., Чхало Н. И.</i> Коррекция волнового фронта в ЭУФ-диапазоне длин волн путем использования свободновисящих пленок .....	539
<i>Чернышев А. К., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Методики формообразования оптических поверхностей широкоапертурным источником ионов .....	541
<i>Чхало Н. И.</i> Дорожная карта развития высокопроизводительной рентгеновской литографии в России.....	543
<i>Шапошников Р. А., Загайнов Н. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Гарахин С. А., Зуев С. Ю.</i> Многослойные рентгеновские зеркала на основе бора для спектрального диапазона 6,7–9 нм.....	545

*Научное издание*

## **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

### **Материалы XXVIII Международного симпозиума**

*11–15 марта 2024 г., Нижний Новгород*

Том 1: секции 1, 2, 5

Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук  
(ИПФ РАН),  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Оригинал-макет подготовлен сотрудниками  
Редакционно-издательского сектора ИПФ РАН

Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>8</sub> Усл. печ. л. 70,0.  
Тираж 200 экз. Заказ № 9(2024)

Отпечатано на ризографах в типографии ИПФ РАН,  
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46