

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА



**Труды XV
международного симпозиума**

14 – 18 марта 2011 г., Нижний Новгород

Т о м 1

**Нижний Новгород
2011**

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН

З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск

В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва

В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва

В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва

С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черногловка

М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва

А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черногловка

В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черногловка

Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород, уч. секретарь Симпозиума

А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток

А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция

Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черногловка

А.Н. Титков, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург

А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

Б.А. Грибков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород

Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

В.Л. Миронов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.Л. Панкратов, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Н.Н. Салашенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород

А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Н.И. Чхало, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН

603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

Тел.: (831)4385120, (831)4385226+257, факс: (831)4385553,

e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук
<http://ras.ru>



Российского фонда фундаментальных исследований
<http://www.rfbr.ru>



Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского
<http://www.unn.ru>



ЗАО «НТ-МДТ»
<http://www.ntmdt.ru>



РОСНАНО

Российской корпорации нанотехнологий
<http://www.rosnano.ru/Home.aspx>



Фонда некоммерческих программ «Династия»
<http://www.dynastyfdn.com>



Omicron NanoTechnology GmbH
<http://www.omicron.com>



Аналитические Экс-Рэй Системы
<http://www.analytical.ru>

INTERTECH Corporation

INTERTECH Corporation
<http://www.intertech-corp.ru>



ООО «РТИ, Криомагнитные системы»
<http://cryo.ru>



[ООО «Брукер»
http://bruker.ru](http://bruker.ru)



ЗАО «Научное и технологическое
оборудование»
<http://www.semiteq.ru>



Newport Corporation
<http://www.newport.com>



Техноинфо Лтд.
<http://www.technoinfo.ru>



ИНТЕК АНАЛИТИКА
<http://www.invac.ru>



ОАО Концерн «Созвездие»
<http://www.sozvezdie.ru>



ООО «ОПТЭК»
<http://www.optec.zeiss.ru>

Молекулярная электроника – проблемы и перспективы

В.Ф. Разумов

Институт проблем химической физики РАН, пр. Академика Семенова, 1, Черноголовка.
e-mail: razumov@icp.ac.ru

Электроника – это одно из наиболее быстро развивающихся направлений науки и техники, которое определяет прогресс общества в целом. Наглядным подтверждением тому является хорошо известный эмпирический закон Мура, согласно которому число транзисторов на чипе интегральной схемы удваивается каждые 1,5–2 года. Этот закон выполняется уже почти 40 лет, начиная с 1965 года. Для сравнения, если бы такими темпами развивалось, например, авиастроение, то сейчас «Боинг-747», который был выпущен 40 лет назад в 1969 году и до сих пор успешно эксплуатируется, должен был иметь размер спичечного коробка и без дозаправки мог облететь земной шар 40 раз.

Совершенно очевидно, что такой экспоненциальный рост в любой отрасли науки и техники может иметь место только на ограниченном отрезке времени и рано или поздно должен выходить на предел в силу ряда принципиальных ограничений.

Если исходить из того, что научно-технический прогресс невозможно остановить и дальнейшее развитие электроники будет продолжать следовать закону Мура, то переход к электронике молекулярных размеров неизбежен (рис. 1). Несомненно и то, что этот переход может быть возможен только при условии смены основной парадигмы электроники.

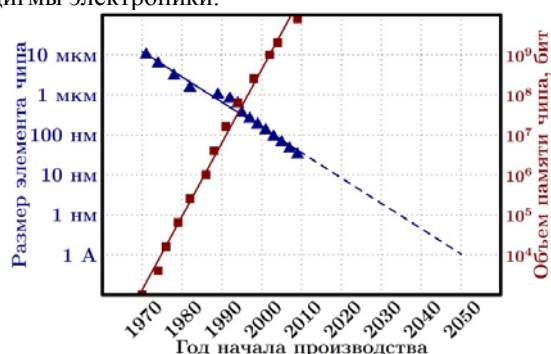


Рис. 1. Динамика увеличения объема памяти (■) и размера элемента чипа больших интегральных схем (▲)

Современная электроника основана на чрезвычайно простом физическом явлении, а именно особых электрических характеристиках $p-n$ -перехода, который создается, например, путем приведения в контакт двух слоев кремния, легированных таким образом, что один из них является дырочным проводником, а другой – электронным. Прогресс традиционной кремниевой электроники определяется возможностью миниатюризации ее ключевого элемента – $p-n$ -перехода. Современные технологические методы изготовления интегральных схем, определяемые возможностями оптиче-

ской, рентгеновской, электронной и ионно-лучевой литографий, практически не лимитируют необходимый размер элемента чипа (т.е. размер отдельного транзистора). На сегодня лимитирующим фактором являются принципиальные физические ограничения, которые возникают при уменьшении размера элемента чипа: флуктуация концентрации и поверхностная диффузия легирующей примеси, изменение механизма транспорта зарядов, максимально допустимые напряжения и токи в расчете на единицу объема проводящего вещества, теплоотвод и многое другое. Другими словами, различные классические и квантовые размерные эффекты, которые начинают сказываться при размерах 100 нм и меньше, ограничивают возможность миниатюризации $p-n$ -перехода.

В докладе обсуждается вопрос: что же это такое – электроника молекулярных размеров – и насколько она реальна вообще? Наш оптимизм основывается на том, что мозг и органы чувств человека и высших животных по большинству интегральных параметров, определяющих уровень возможностей восприятия и обработки информации, превосходят устройства современной электроники. Нам пока не до конца ясно, как работает мозг, но мы точно знаем, что в нем нет ни кремния, ни германия и принцип его функционирования никак нельзя свести к парадигме $p-n$ -перехода.

Под молекулярной электроникой, в широком смысле этого термина, следует понимать научное направление, которое решает те же задачи, что и электроника, но при этом использует для их решения принципы молекулярного конструирования. В молекулярной электронике в настоящее время есть два разных направления: это органическая электроника [1] – прикладная область исследований, направленная на создание молекулярных материалов для электроники, которые далее используются для создания электронных устройств, функционирующих по принципу $p-n$ -перехода, и молекулярная электроника в узком смысле этого термина – это пока еще очень далекая от практического применения область фундаментальных исследований, направленных на поиск новых принципов обработки информации с использованием отдельных молекул или их фрагментов, в том числе даже реализация аналога $p-n$ -перехода или транзистора на основе отдельной молекулы. Однако наиболее трудной задачей является сборка отдельных молекулярных элементов в функциональное устройство типа интегральной схемы, т.е. соединение микро- и макроуровней организации молекулярных электронных устройств (рис. 2). В этом направлении также намечается прогресс,

который связывают с дизайном наночастиц различной структуры, с помощью которых можно осуществлять сборку не только самих наночастиц, но и с их помощью соединять между собой отдельные молекулярные устройства. Другой не менее интересной альтернативой является молекулярная самосборка, на которой основана принципиальная возможность функционирования живой материи. Это направление можно условно назвать биомолекулярной электроникой.



Рис. 2

Органическая электроника предлагает весьма привлекательную и, самое главное, дешевую альтернативу кремниевым полупроводниковым материалам при разработке транзисторов и интегральных схем, светоизлучающих диодов, солнечных батарей и фотодетекторов, хемосенсорных устройств. Суть в том, что в органической электронике также используются три типа материалов – диэлектрические, полупроводниковые и металлические, но если традиционная электроника берет в качестве диэлектрика окись кремния, в качестве полупроводника легированный кремний и в качестве металлического проводника медь, серебро, золото, платину, то в органической электронике все эти три типа материалов (диэлектрик, полупроводник, металл) получают путем химического дизайна органических молекул на основе углерода. Принципиальная возможность такого широкого варьирования электрических (и магнитных) свойств органических материалов основана на том, что благодаря уникальной особенности электронной структуры атома углерода существует более миллиона природных и искусственных молекулярных соединений, в то время как на основе кремния в силу той же особенности его электронного строения едва ли можно насчитать несколько десятков индивидуальных молекул.

Как оказалось, электрофизические характеристики органических материалов ненамного уступают неорганическим. В частности, проводимость некоторых сопряженных полимеров (например, полиацетилена) находится на уровне серебра и меди. Несколько хуже дело обстоит с подвижностью носителей зарядов, она едва приближается к подвижности альфа-кремния. Однако для создания проводящих органических материалов нужно было решить две проблемы: первая – это формирование делокализованных электронных состояний, энергетических зон или уровней переноса, и вторая – достижение высоких концентраций сво-

бодных носителей заряда. Первая задача была решена путем синтеза полисопряженных систем, в том числе полисопряженных полимеров, а вторая задача – путем введения низкомолекулярных допантов, играющих роль, аналогичную роли легирующих примесей в кремнии, однако отличие состоит в том, что легирующие примеси создают донорные или акцепторные уровни в запрещенной зоне кремния, а допанты приводят к изменению энергетического спектра за счет изменения собственных электронных состояний органического проводника, при этом возникают новые поляронные, биполяронные, солитонные состояния, которые определяют транспорт зарядов. Благодаря тому, что эти состояния формируются на молекулярном уровне, т. е. на масштабе размеров порядка 1 нм, в органических проводниках отсутствуют те ограничительные размерные эффекты, которые являются камнем преткновения для кремниевой электроники.

Неоспоримым преимуществом органических материалов является простая и дешевая технология производства электронных устройств на их основе. Это в основном жидкофазные технологии спин-коутинг, доктор блэйд, инк-джет, принтинг рол-то-рол.

Далее приводятся конкретные примеры ряда разработок в области органической электроники. На сегодня можно найти много примеров создания полевых транзисторов *n*-типа на основе фуллерена, которые уступают кремниевым только в быстродействии, а в остальном у них есть много преимуществ [2–3]. Преимущества от использования органических транзисторов неоспоримы. Электрические схемы на основе органических транзисторов, а также системы с интегрированными фотовольтаическими элементами и/или светоизлучающими диодами также имеют многообещающую перспективу. Важным достоинством органических транзисторов является их низкая стоимость, которая сейчас составляет менее 1 цента за 1 см². Электрические характеристики органических транзисторов уже находятся на приемлемом уровне (подвижности носителей зарядов 1–10 см²/Вс) для их широкого использования в различных устройствах. Анализ потенциальных областей использования органических транзисторов и систем на их основе указывает на большие перспективы их коммерциализации. Смарт-карты на основе органических транзисторов обладают физической гибкостью при цене около 1 цента за штуку. Рынок таких смарт-карт уже сейчас оценивается в 1.5 миллиарда долларов.

В настоящее время в супермаркетах активно используются штрих-коды, несущие минимум информации о самом продукте. Но уже сейчас ряд товаров в развитых странах снабжается смарт-метками, представляющими собой вживленные в упаковку классические «жесткие» микросхемы. Технологии, основанные на использовании органических транзисторов, позволяют печатать смарт-метки непосредственно на упаковке (как штрих-коды). Мировой рынок смарт-меток оцени-

вается в $\sim 10^{13}$ штук в год. Даже при цене 1 доллар за 1000 штук объем их продаж оценивается в 10 миллиардов долларов в год. Заметим, что смарт-метки могут быть также использованы для защиты товарных знаков от подделок, а также в билетах в общественном транспорте. Объем этого рынка составляет минимум 5 миллиардов долларов в год.

Так называемая «одноразовая электроника». Сюда относятся системы, содержащие элементы логики (транзисторы), фотовольтаические элементы и/или светоизлучающие диоды. Потенциальные приложения: электронная бумага, билеты, а также всевозможная рекламная продукция – от широкоформатных щитов, до электронных визиток с информацией о фирме и ее продукции. Одноразовая электроника может полностью изменить облик многих товаров. Оценить этот рынок пока сложно (т. к. на нем отсутствуют пока товары/заменители с близкими качествами), но нам кажется очевидным, что его объем будет составлять десятки миллиардов долларов в год.

Перспективная область органической электроники, связанная непосредственно с проблемой энергосбережения, – это органические светодиоды. Основным направлением экономии электроэнергии в освещении в настоящее время является переход на светодиодные источники освещения, прежде всего на основе полупроводниковых светодиодов. По сравнению с традиционными источниками освещения полупроводниковые светодиоды имеют существенно более высокую эффективность преобразования электрической энергии в световую (в настоящее время 100 лм/Вт), более высокую надёжность (срок службы – 100 000 часов), значительно более высокую яркость, являются экологически безопасными [4]. Органические светодиоды имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными полупроводниковыми светодиодами. Во-первых, это возможность получать однородно светящиеся поверхности большой площади, любой формы, и, кроме того, все это можно делать на гибких носителях. Во-вторых, органические светодиоды намного дешевле, чем традиционные полупроводниковые светодиоды.

Другая перспективная область применения органических светодиодов – это дисплеи различного назначения. Ряд фирм уже производят небольшие полноцветные экраны на основе ОСИД. Демонстрируются также экспериментальные образцы больших телевизионных экранов, созданных по этой технологии. Переход на гибкую основу приведет к созданию электронной бумаги.

Впечатляющие результаты в настоящее время достигнуты в мире при создании органических солнечных батарей [5–8].

Не столь очевидным является вопрос конкурентоспособности органических солнечных батарей (рис. 3). Хорошо известно, что цена солнечной электроэнергии, вырабатываемой кристаллическими кремниевыми батареями, сегодня слишком высока. Сейчас делают ставку на аморфный кремний, что снизит цену в 3 раза. По оценке экспертов органические батареи позволят снизить цену

электроэнергии еще в 5 раз. Действительно, за последние несколько лет было достигнуто фантастически высокое значение КПД для органических солнечных батарей, более 6%. Это стало возможным благодаря одной очень плодотворной идее, которая получила название «объемный гетеропереход». Суть его состоит в следующем. Если, например, взять два наиболее известных сейчас органических полупроводника, дырочный полупроводник – сопряженный полимер поли-3-гексилтиофен (РЗНТ) и электронный полупроводник – РСВМ, сложная органическая молекула на основе фуллерена, и сделать на их основе планарный гетеропереход, т. е. взять тонкий слой РЗНТ, на него нанести такой же тонкий слой РСВМ, т. е. поступить так, как это сделано в кремниевой солнечной батарее, то КПД такого устройства не получается больше чем 2–2,5%. А вот если эти два полупроводника перемешать в одном тонком слое так, чтобы характерный размер разделения двух фаз составлял 10 нм, то эффективность увеличится в 3 раза. Вот это называется объемный гетеропереход. Заметим, что для кремния этого принципиально нельзя сделать. В этом состоит одно из преимуществ органических проводящих материалов. Все размерные эффекты, которые существенно изменяют их свойства, начинают сказываться лишь на размерах порядка 1 нм, в то время как для неорганики это 100 нм.

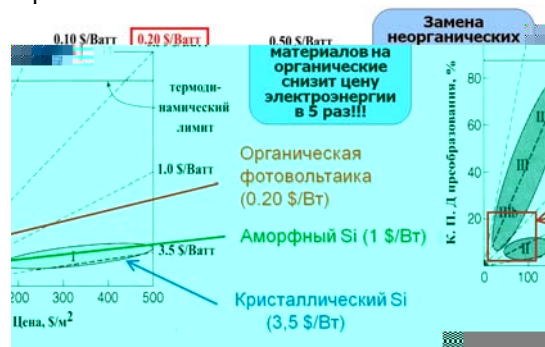


Рис. 3. Три поколения солнечных батарей

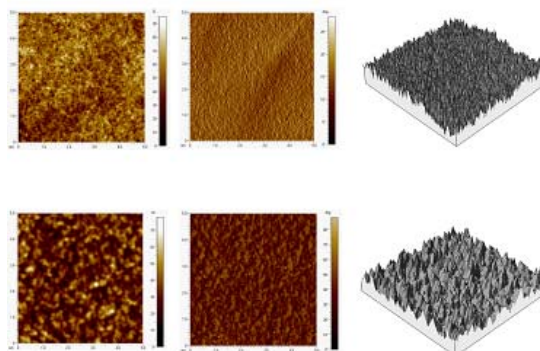


Рис. 4. Микрофотографии фотоактивных пленок РЗНТ/РСВМ показывают, как меняется морфология структуры при различных режимах их приготовления

На рис. 4 показана микрофотография объемного гетероперехода при различных режимах его приготовления. Было экспериментально установлено, что для достижения высоких эффективностей работы органической солнечной батареи та-

кого типа необходимо использовать материалы, обладающие близкими растворимостями в растворителях, используемых для нанесения фотоактивного слоя. На рис. 5 показано, что в зависимости КПД от растворимости есть максимум, который и определяет наиболее эффективную комбинацию полупроводниковых материалов [9].

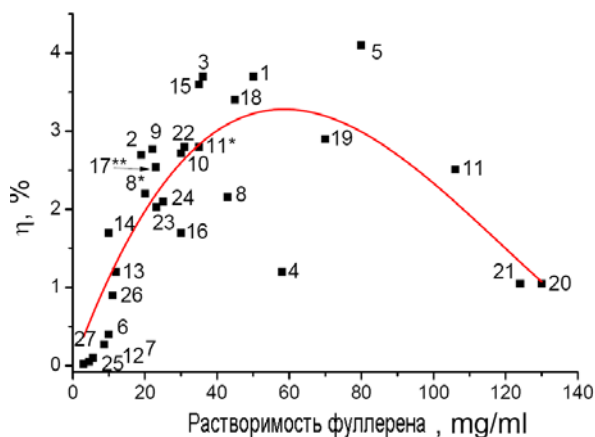


Рис. 5. Зависимость КПД солнечного элемента от растворимости используемых производных фуллеренов

Отдельную самостоятельную область органической электроники представляют сенсорные системы, роль которых стремительно возрастает в современной повседневной жизни человека. В последние годы сегмент рынка сенсорных устройств наиболее стремительно растет по сравнению со всеми остальными товарами и услугами. В ближайшей перспективе этот сегмент рынка в мире оценивается в 50–150 млрд. долларов. Центральное место занимает сенсорика химических и биологических веществ, направленная на контроль состояния человека и окружающей среды и осуществляемая автономными органическими наноэлектронными устройствами, имеющими малый вес и малый размер, состоящими из тонкопленочных систем, включая газовый оптический хемосенсор (хемочип), термо- или фотоэлектрический источник питания, системы запасания и преобразования энергии, обработки, отображения и передачи информации. Например, в настоящее

время разрабатываются различные биометрические сенсоры, представляющего собой комбинацию матриц светоизлучающих диодов и фотодетекторов.

Наряду с несомненными преимуществами органической электроники (дешевизна, малый вес, гибкость и так далее), существуют и проблемы, которые необходимо решать. Это низкая стабильность органических материалов, влияние на их свойства кислорода и влаги, необходимость инкапсуляции, низкая эффективность и так далее.

Все эти проблемы в настоящее время являются предметом фундаментальных и прикладных исследований, которые интенсивно ведутся во многих лабораториях и фирмах.

Согласно экспертным оценкам рынок органической электроники уже сегодня составляет несколько миллиардов долларов и ожидается, что к 2015 году он составит 30 миллиардов долларов, а еще через десять лет к 2025 году достигнет 300 миллиардов долларов.

1. *Hecker K.* VDMA - The German Engineering Federation, Organic Electronics Association, Frankfurt, Germany, www.oe-a.org.

2. *Chang E., Gathright W., Edelman L., Tu W.* INTEL report. Bridging the CMOS Barrier, MAY 17, 2005 SENIOR SOLUTIONS, LLC, mri63.adtech.icair.org:7777/docs/PAGE/IVIPG/f_edu/college/MSE376sp05_M.Hersam/doc/Project3_Group1.pdf.

3. POLYSCENE report. Set up of the Key Application Areas. 2003-12-14. www.polyapply.org/polyscene/polyscene_documents/PolySceneD2.pdf.

4. www.oled-info.com

5. *Shaheen S.E., Ginley D.S., Jabbour G.E.* // Organic-based photovoltaics: toward low-cost power generation. MRS Bullet. 2005. V. 30. P. 10.

6. *Brabec C.J., Sariciftci N.S., Hummelen J.C.* // Plastic solar cells. Adv. Funct. Mater. 2001. V. 11. P. 15-26.

7. *Brabec C., Haugh J.A., Schilinsky P., Waldauf C.* // Production aspects of organic photovoltaics and their impacts on the commercialization of devices. MRS Bullet. 2005. V. 30. P.50.

8. Konarka Technologies, <http://www.konarkatech.com>

9. *P.A. Troshin, H. Hoppe, J. Renz, M. Egginger, J.Yu. Mayorova, A.E. Goryachev, S. Peregodov, R.N. Lyubovskaya, G. Gobsch, N.S. Sariciftci, V.F. Razumov* // Adv. Funct. Mater. 2009. V. 19. P. 779–788.

Ultrafast magnetization dynamics in metals and insulators

R.V. Pisarev*

Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St Petersburg, Russia
*e-mail: Pisarev@mail.ioffe.ru

Over the last decade, the development of femto-second pulsed lasers has opened a new field of *ultrafast magnetization dynamics*. Ultrafast studies use lasers with pulses typically on the order of ≈ 100 fs for excitation of samples. The changes of the magnetization in so-called pump-probe experiments are probed by use of the Faraday or Kerr magneto-optical effects [1, 2]. Such experiments now have a time resolution below 10^{-12} s well into 10^{-15} s timescales. The key issues in magnetization dynamics are the processes underlying *the energy and angular momentum transfer* between the laser pulses and the magnetic medium which can be distinguished using the polarization of the exciting light.

The first results from time-resolved magneto-optical experiments seemed to reveal fast demagnetization of ferromagnetic Ni at time scales below 1 ps contradicting expectations based on the spin-lattice relaxation time of ≈ 100 ps [2]. These results were confirmed by a number of groups in experiments with ferromagnetic metals and alloys. It was proved that ultrafast demagnetization in *metallic materials* is mainly due to the strong energy absorption of the exciting laser pulses with its subsequent redistribution between electrons, spins (magnetization), and phonons (lattice).

By contrast, other microscopical mechanisms have been observed in experiments on *magnetic dielectrics* where energy absorption is several orders of magnitude lower in comparison to metals. These experiments proved the importance of angular momentum transfer from the laser light into the magnetic medium. Rare earth antiferromagnetic orthoferrites $R\text{FeO}_3$ ($R=\text{Dy, Tm, Sm, Ho, et al}$) possessing the low optical absorption and the large Faraday rotation proved to be very favorable materials. It was found that circularly polarized laser pulses can *non-thermally* excite coherent spin precession in the range of hundreds of GHz with the phase controlled by the light helicity [4].

A novel mechanism of spin switching under the action of ultrashort laser pulses relevant to antiferromagnets was demonstrated in HoFeO_3 [5]. This material possesses first and second order orientation phase transitions in the region of 40-60 K. Although in this case the spin orientation hardly changes during the action of an optically generated ≈ 100 fs magnetic field pulse due to the inverse Faraday effect, the laser pulse transfers sufficient momentum to the spin system to overcome the potential barrier and reorient it into a new metastable state long after the pulse action.

Detailed experimental and theoretical study of the transparent weak ferromagnet FeBO_3 allowed us to prove that efficient ultrafast interaction of short laser pulses with magnetic media can be realized due to impulsive stimulated Raman scattering on magnons [6].

The fundamental and practical limit of the speed of magnetization reversal is a subject of vital importance for magnetic recording and information processing technologies as well as one of the most intriguing questions of modern magnetism [1, 2]. The conventional way to reverse the magnetization \mathbf{M} is to apply a magnetic field \mathbf{H} antiparallel to \mathbf{M} . In this collinear $\mathbf{M}\text{-}\mathbf{H}$ geometry the reversal occurs via precession accompanied by damping that channels the associated angular momentum into the lattice. Time-resolved circularly polarized 100 fs laser pump-probe microscopy was applied to unveil a novel mechanism of all-optical magnetization reversal [7]. It was demonstrated that the reversal has a linear character, i.e., does not involve precession but occurs via a strongly *nonequilibrium* state. Calculations show that the reversal time which can be achieved via this mechanism is within 10 ps for a 30 nm domain. Using two single subpicosecond laser pulses it was demonstrated that for a 5nm domain the magnetic information can be recorded and readout within 30 ps, which is the fastest “write-read” event demonstrated for magnetic recording so far.

In the topic of ultrafast dynamics disentangling the absolute contributions of orbital and spin momenta is challenging because the any transfer between them occurs on the femtosecond timescales. This process was investigated recently by using ultrashort optical pulses to change the magnetization of a ferromagnetic film and then probe its dynamics with circularly polarized femtosecond X-ray pulses [8]. The experiments enabled *disentangling the spin and orbital components* of the magnetic moment, revealing different dynamics of \mathbf{L} and \mathbf{S} . The important role of spin-orbit coupling was demonstrated in the ultrafast demagnetization of ferromagnetic films and the important role of the magneto-crystalline anisotropy was also proved.

1. J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism* (Springer-Verlag, 2006).
2. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and T. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
3. E. Beaupaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
4. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and T. Rasing, *Nature* **435**, 655 (2005).
5. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Nature Physics* **5**, 727 (2009).
6. A.M. Kalashnikova *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007); *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
7. K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 17201(2009).
8. C. Boeglin, E. Beaupaire, V. Halté, V. Lopez-Flores, C. Stamm, N. Pontius, H.A. Dürr, and J.-Y. Bigot, *Nature* **465**, 458 (2010).

Переход сверхпроводник – изолятор и макроскопические когерентные явления в наноперфорированных плёнках нитрида титана

Т.И. Батурина¹, А.Ю. Миронов¹, В.М. Винокур², Н.М. Щелкачёв³,
Д.А. Насимов¹, А.В. Латышев¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск.

² Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA.

³ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 117940 Москва.
e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

Известно, что тонкие плёнки, изготовленные из одного и того же сверхпроводящего материала, могут быть сверхпроводящими, но могут оказаться и диэлектрическими. Варьируемым параметром, управляющим переходом между сверхпроводящим состоянием и изолирующим, обычно является толщина плёнки или концентрация носителей. При этом в качестве контрольного параметра, определяющего степень микроскопического беспорядка в системе, выступает сопротивление «на квадрат» $R_{sq} = \rho/d$, где ρ – удельное сопротивление, d – толщина плёнки.

В данной работе мы предприняли попытку выяснить влияние геометрических факторов на переход сверхпроводник – изолятор. С этой целью методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением были изготовлены наноперфорированные плёнки, представляющие собой квадратную решётку отверстий диаметром 120 нм и с периодом 200 нм. В качестве исходных использовались плёнки нитрида титана толщиной 5 нм. Сверхпроводящая длина когерентности составляет 10 нм, то есть больше толщины плёнок, но значительно меньше расстояния между отверстиями. Ранее было установлено, что данные плёнки претерпевают прямой переход сверхпроводник – изолятор после кратковременного (порядка 1 с) плазмохимического травления.

Проведено сравнительное исследование транспортных свойств наноперфорированных и сплош-

ных плёнок нитрида титана, находящихся в критической области перехода сверхпроводник – изолятор. Установлено, что наноструктурирование не изменяет локальной проводимости по сравнению с исходными сплошными плёнками. В то же время оно существенно влияет как на сверхпроводящие, так и на диэлектрические свойства плёнок, сдвигая переход в сторону меньшего микроскопического беспорядка. Другими словами, обнаружена стимуляция перехода сверхпроводник – изолятор. Исследования магнитосопротивления выявили, что перфорированные плёнки по сути представляют собой двумерные массивы сверхпроводящих слабых связей. Это подтверждается наблюдением характерных осцилляций сопротивления с периодом по магнитному полю, соответствующим кванту магнитного потока на площадь ячейки, в широком температурном интервале. Детальный сравнительный анализ температурных зависимостей сопротивления сплошных и наноперфорированных плёнок показал, что наноструктурирование усиливает роль двумерного кулоновского взаимодействия и изменяет характеристические энергии системы на масштабах, значительно больших сверхпроводящей длины когерентности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-01205) и программы фундаментальных научных исследований РАН «Квантовая физика конденсированных сред».

Сверхпроводниковые интегральные приемники ТГц-диапазона: разработка и применение

В.П. Кошелец¹, П.Н. Дмитриев¹, А.Б. Ермаков¹, К.В. Калашников¹, О.С. Киселев¹,
Н.В. Кинев¹, Ю.С. Токпанов¹, М.Ю. Торгашин¹, Л.В. Филиппенко¹, А.В. Худченко¹,
В.Л. Вакс², С.И. Приползин²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

e-mail: valery@hitech.cplire.ru

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН была разработана и апробирована концепция сверхпроводникового интегрального приемника (СИП) терагерцового диапазона [1, 2]. СИП представляет собой однокристалльную микросхему на основе туннельных наноструктур. Микросхема СИП включает в себя смеситель на основе туннельного перехода сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) с планарной сверхпроводниковой приемной антенной, сверхпроводниковый генератор гетеродина (СГГ) и гармонический смеситель (ГС) для фазовой синхронизации частоты гетеродина. При подаче лишь постоянного смещения от батарей и сигнала опорного синтезатора такая микросхема работает как супергетеродинный приемник с квантовой чувствительностью. Легкие и компактные сверхчувствительные интегральные спектрометры терагерцового диапазона с малым энергопотреблением очень привлекательны как для радиоастрономии и дистанционного мониторинга земной атмосферы, так и для медицинских приложений.

Сверхпроводниковый интегральный приемник

Принципиальная блок-схема приёмника для измерения спектрального распределения внешнего электромагнитного сигнала показана на рис. 1, а фото центральной части микросхемы приёмника на рис. 2. На фотографии центральной части видны СГГ размером 400×16 мкм, двойная дипольная антенна, СИС-смеситель с двумя переходами и ГС площадью примерно 1 мкм^2 . Для изготовления микросхем приёмника была оптимизирована технология изготовления наноструктур Nb-AlO_x-Nb и Nb-AlN-NbN с толщиной туннельного барьера порядка 1 нм (плотность туннельного тока до 70 кА/см^2).

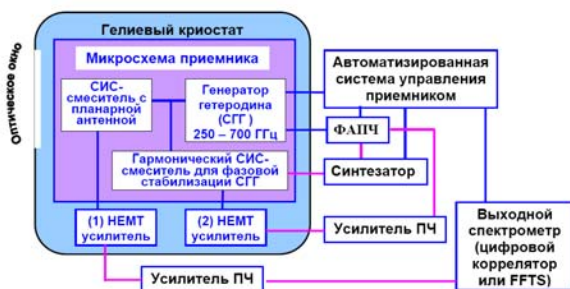


Рис. 1. Блок-схема сверхпроводникового интегрального приёмника

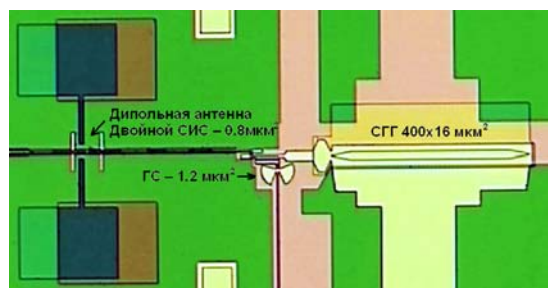


Рис. 2. Фотография центральной части микросхемы сверхпроводникового интегрального приёмника

Микросхема интегрального приёмника устанавливается на поверхности кремниевой линзы, закреплённой в специальном криогенном блоке, который обеспечивает охлаждение микросхемы вместе с окружающими её элементами и крепление платы с фильтрами. По этой плате передаются радиочастотные сигналы от микросхемы и задаются токи питания. Поскольку СГГ чувствителен к магнитному полю криогенный блок СИП размещается внутри экрана, который представляет собой два концентрических цилиндра. Внешний экран изготовлен из криопермаллоя, внутренний – из меди, покрытой слоем свинца толщиной 100 мкм, переходящим в сверхпроводящее состояние. Криогенный блок с платой и микросхемой приёмника помещается в вакуумный объем криостата и охлаждается жидким гелием с помощью специальных хладопроводов. Таким образом, рабочая температура СИП и всех элементов, помещённых в криостат, составляет порядка 4,2 К.

СИП для мониторинга атмосферы Земли

Совместно с Институтом космических исследований Голландии создан бортовой спектрометр для мониторинга атмосферы Земли (международный проект Terahertz Limb Sounder, TELIS). Ниже кратко описаны основные характеристики СИП для проекта TELIS [3]. Шумовая температура интегрального приемника определялась из отношения сигналов на выходе приемника (Y-фактор), измеренных в режиме переключения горячей и холодной нагрузок (рис. 3). Лучшее значение температуры составляет порядка 120 К на частотах около 610 ГГц и 500 ГГц, а в области 570 ГГц наблюдается широкий пик, частично связанный с наличием линии поглощения воды, а также со свойствами настроечной структуры, интегрированной со смесителем. Однако ни одна из иссле-

думых в рамках проекта TELIS частот не попала в данный интервал, поэтому эта особенность шумовой температуры не повлияла на качество измерений. Стоит отметить, что величина шумовой температуры приёмника практически не зависит от тока смещения через СГГ, что даёт возможность в некотором диапазоне изменять этот ток в поисках рабочей точки с минимальной шириной линии генерации.

Для спектральных измерений важно, чтобы шумовая температура приёмника была равномерна во всем диапазоне промежуточной частоты (ПЧ). Для этих целей были разработаны и включены в конструкцию микросхемы СИП элементы, согласующие СИС-смеситель с трактом ПЧ в широкой полосе, что позволило увеличить ширину полосы ПЧ-тракта до 4 ГГц и добиться хорошей равномерности амплитудно-частотной характеристики тракта в диапазоне 4–8 ГГц.

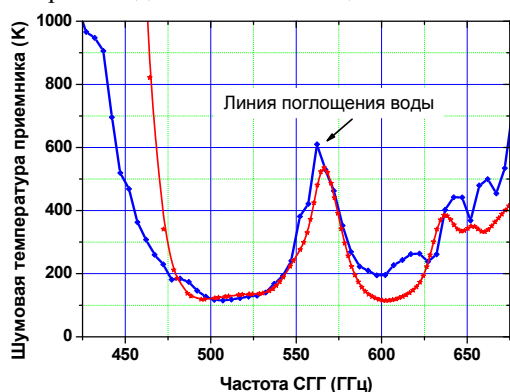


Рис. 3. Шумовая температура интегрального приёмника, измеренная в полосе промежуточных частот (ПЧ) 4–8 ГГц в зависимости от частоты СГГ для двух различных микросхем СИП

Частота генерации СГГ однозначно связана с напряжением на генераторе при помощи соотношения Джозефсона. В автономном режиме стабильность СГГ определяется низкочастотными наводками и медленными дрейфами в системе питания, а в режиме частотной стабилизации данные отклонения компенсируются за счет цепи обратной связи, и спектр излучения СГГ с высокой степенью точности имеет лоренцеву форму [4] (кривая 1 на рис. 4). При включении системы фазовой синхронизации спектр излучения СГГ принимает вид, представленный на рис. 4 (кривая 2).

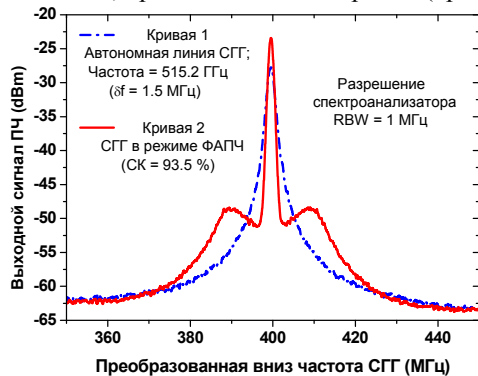


Рис. 4. Спектры излучения СГГ, измеренные в режимах частотной стабилизации (кривая 1) и фазовой синхронизации (кривая 2) на частоте 512 ГГц

Одной из наиболее важных характеристик спектра фазово-синхронизированного СГГ является процент мощности, сосредоточенной в центральном пике, – спектральное качество (СК); остальная же часть мощности дает вклад напрямую в фазовые шумы приемника. Чем уже ширина линии частотно синхронизированного СГГ δf , тем большая часть мощности попадает в полосу синхронизации системы ФАПЧ (порядка 10 МГц для проекта TELIS). Для СГГ в составе интегрального приёмника в диапазоне частот 500–700 ГГц в режиме частотной стабилизации достигнута ширина линии 9 – 2 МГц, что позволяет с помощью системы ФАПЧ в режиме фазовой синхронизации получить 35 – 90 % мощности в центральном пике. Проведенные нами исследования показали, что на основе трёхслойных структур из Nb/AlOx/Nb и Nb/AlN/NbN возможно создание СГГс непрерывной перестройкой частоты в диапазоне 320 – 720 ГГц и шириной линии излучения менее 5 МГц. Это позволяет реализовывать спектральное качество СГГ в режиме ФАПЧ более 70 % во всем диапазоне 320 – 720 ГГц (при соответствующем выборе типа структуры и ее топологии) (рис. 5).

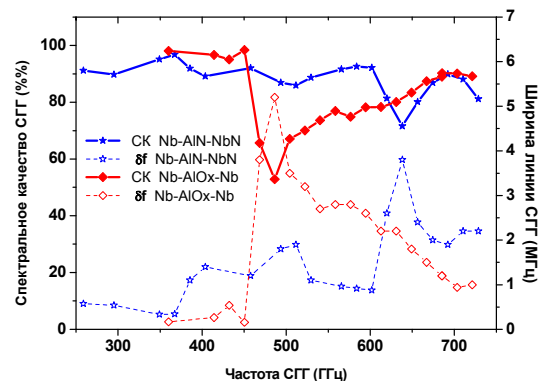


Рис. 5. Ширина линии излучения и спектральное качество СГГ на основе трёхслойных структур из Nb/AlOx/Nb и Nb/AlN/NbN, от частоты СГГ (СК измерено в режиме ФАПЧ)

Для исследования таких сложных сверхпроводниковых структур, как СИП, и для управления его работой во время полета была создана многофункциональная автоматизированная система IRTECON (Integrated Receiver Test and Control). Была разработана комплексная методика определения основных характеристик СИП, процедуры поиска и многомерных оптимизаций его рабочих режимов для каждой выбранной частоты, а также устойчивые алгоритмы восстановления рабочих параметров СИП как для резонансного режима (ступени Фиске), так и для режима вязкого течения вихрей. Вся информация записывается в базу данных и используется для выставления рабочих режимов приемника в реальных измерениях.

Разработан ряд уникальных алгоритмов для оптимизации всех рабочих параметров, перестройки частоты сверхпроводникового генератора гетеродина, мониторинга состояния и поддержания оптимальных режимов работы СИП. Созданные алгоритмы легли в основу системы удаленно-

го управления интегральным приемником, находящимся на борту высотного аэростата, которая учитывает малую пропускную способность радиоканала земля – аэростат, а также использовалась при создании лабораторной установки для неинвазивной медицинской диагностики.

В марте 2009 г. и в январе 2010 г. на полигоне «Esrange» (Швеция) проведены успешные запуски на высотном аэростате бортового интегрального спектрометра для мониторинга атмосферы Земли (проект TELIS). Инструмент продемонстрировал возможность работы в экстремальных условиях (температура -90°C) и позволил собрать большое количество научной информации, подтверждающей высокое спектральное разрешение и чувствительность прибора. Научными задачами запуска являлись измерение изотопов воды и исследование каталитического разрушения озонового слоя химическими соединениями хлора и брома. Весной в арктических районах радикалы ClO в заметных концентрациях становятся активными. Эти радикалы имеют относительно малое время жизни, для их образования необходимо солнечное излучение. Это приводит к ежедневным циклическим изменениям их концентрации. На рис. 6 показаны спектры ClO , которые были измерены во время восхода Солнца. Бром ещё более активен, чем хлор, но он содержится в гораздо меньших концентрациях. Во время полета были зарегистрированы линии радикала BrO , интенсивность которых составила всего лишь 0.3 К; для выделения этих линий из общего шума потребовалось большое время интегрирования. Инструмент после посадки на парашюте прошел пост-полетную калибровку и подготовлен к новому полету, назначенному на февраль 2011 года.

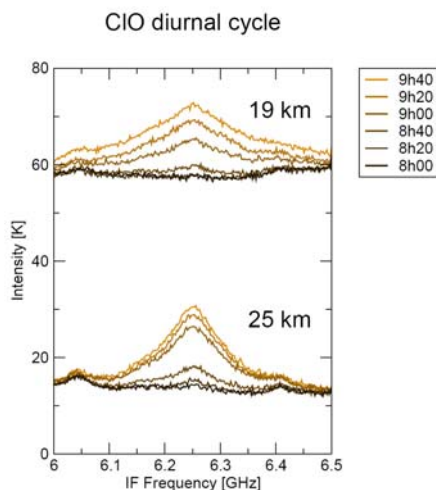


Рис. 6. Спектры, показывающие рост концентрации ClO после восхода солнца (частота СГГ = 495 ГГц). Измерения проводились для нескольких направлений зондирования (соответствующих разным высотам), на графике приведены данные для высот 19 и 25 км

Криогенная система ФАПЧ для СИП

Чем шире полоса синхронизации (BandWidth - BW) ФАПЧ, тем большая часть мощности СГГ может быть синхронизована. Оценки показывают,

что для расширения частотного диапазона СИП до 1 ТГц за счет использования СГГ на основе пленок NbN либо NbTiN (что может приводить к уширению линии СГГ) и для использования СИП в интерферометрии, где требуется высокая фазовая стабильность гетеродина, необходима система ФАПЧ с $\text{BW} > 50$ МГц. Для повышения СК и уменьшения фазовых шумов СГГ создана и испытана сверхширокополосная криогенная система фазовой автоподстройки частоты (КриоФАПЧ) [5]. Ключевым элементом КриоФАПЧ является новый элемент сверхпроводниковой электроники – криогенный фазовый детектор, основанный на туннельном СИС-переходе. Все элементы петли КриоФАПЧ помещены в криостат вместе с генератором гетеродина и работают при температуре 4.2 К. Это позволило существенно уменьшить задержки в петле ФАПЧ и реализовать полосу синхронизации 40 МГц, что более чем в 3 раза превосходит предельные значения для традиционной полупроводниковой системы ФАПЧ.

Из рисунка 7 видно, что рост BW приводит к расширению частотного диапазона, в котором фазовые шумы фазовосинхронизованного СГГ ниже уровня СГГ в автономном режиме генерации, и уменьшает общую долю этих шумов. Для СГГ с шириной линии 2 МГц данная КриоФАПЧ способна синхронизировать 94% мощности СГГ, в то время как полупроводниковая комнатная ФАПЧ дает лишь 82%. При ширине линии генерации около 11 МГц КриоФАПЧ позволяет получить $\text{СК} = 63\%$, а для комнатной ФАПЧ $\text{СК} = 20\%$. Для повышения стабильности работы КриоФАПЧ используется петлевой интегрирующий фильтр, что делает ее системой 2-го порядка. Использование фильтра также существенно снижает уровень фазовых шумов СГГ на частотах отстройки от несущей менее 100 кГц.

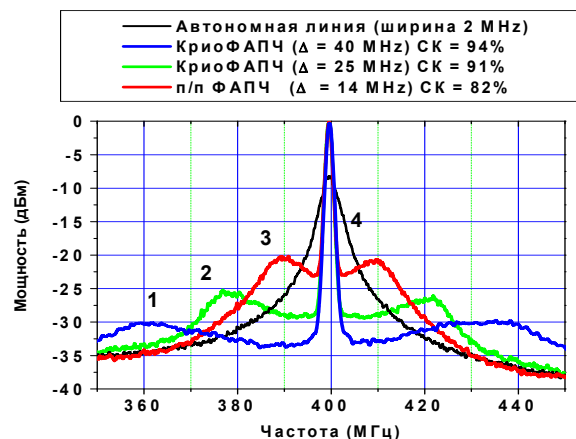


Рис. 7. Преобразованные вниз по частоте спектры СГГ: кривые 1 – 2 – СГГ синхронизован криогенными системами ФАПЧ; кривая 3 – СГГ синхронизован комнатной системой ФАПЧ; кривая 4 – автономная частотно-стабилизированная линия СГГ ($\delta f = 2$ МГц).

СИП для медицинской диагностики

На основе сверхпроводникового интегрального спектрометра в ИРЭ им. В.А. Котельникова

РАН была создана установка для спектрального анализа газовой смеси и определения изотопного состава. Был разработан измерительный стенд, включающий газовую кювету и систему напуска и откачки образцов газов и газовых смесей. Ячейка представляла собой цилиндр диаметром 10 см и длиной 60 см с плоскими окнами в торцах, прозрачными для субмм-излучения. Измерения проводились как в стационарном режиме, так и в режиме непрерывной прокачки исследуемого газа при установившемся давлении в ячейке $\sim (2-20) \times 10^{-3}$ мбар.

С использованием спектрометра были проведены тестовые измерения спектров поглощения ряда молекул. В частности проводились измерения в образцах выдыхаемого воздуха, представляющего, с точки зрения спектроскопии, многокомпонентную газовую смесь, на частоте линии поглощения аммиака (572 ГГц). Для калибровки использовался 1%-ный раствор аммиака, разбавленный дополнительно в пропорции 1/100. Таким образом, концентрация газа в калибровочном образце составляла 10^{-4} молярных долей. Для более точной калибровки необходимо изготавливать прецизионные калибровочные смеси, проверяя их с помощью других методов.

Запись линии поглощения 0.01% раствора NH_3 приведена на рис. 8. Согласно проведенной калибровке можно с определенной точностью измерять концентрацию NH_3 в выдохе человека с целью последующей медицинской диагностики. Проведенные измерения вращательных спектров ряда основных молекул подтвердили высокую чувствительность прибора (порядка 1 ppb) при спектральном разрешении, ограниченном лишь эффектом Доплера. Продемонстрирован четкий отклик на частоте линии поглощения газа при давлениях до 10^{-3} мбар. Показано, что измерения с достаточной точностью могут быть выполнены в течение нескольких секунд, что позволяет проводить диагностику пациента в реальном масштабе времени.

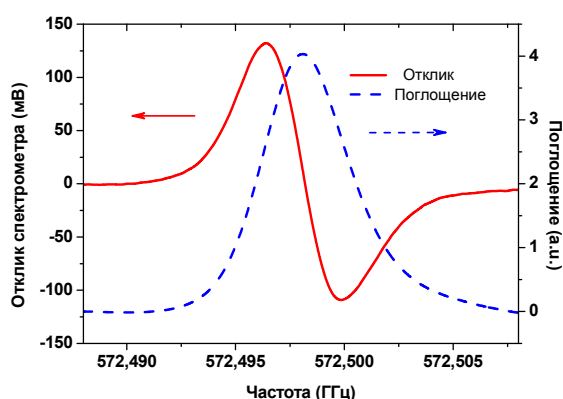


Рис. 8. Запись отклика спектрометра и восстановленная линия поглощения NH_3 на частоте 572 ГГц, измеренная в парах 0.01%-ного раствора NH_3

Заключение. Таким образом, создан и испытан сверхпроводниковый интегральный приемник. Реализован частотный диапазон 480 – 650 ГГц, шумовая температура 120 К (DSB), полоса ПЧ 4 – 8 ГГц, диаграмма направленности с боковыми лепестками < -17 дБ, спектральное разрешение лучше 1 МГц. В ходе полета на высотном аэростате были измерены спектры различных газовых составляющих, в том числе ClO и BrO , ответственных за разрушение озонового слоя Земли, изучено их распределение в диапазоне высот 12 – 36 км во время восхода солнца; измерены спектры изотопов различных веществ (H_2O , HCl , и т.д.). Показано, что уникальная комбинация параметров СИП (широкий диапазон входных частот, предельно низкая шумовая температура и высокое частотное разрешение) позволяет регистрировать спектральные линии вращательных переходов большинства простых органических и неорганических соединений, присутствующих в выдохе человека. Первые измерения субТГц-спектров газов продемонстрировали не только хорошую селективность и быстроту анализа, но и высокую чувствительность. По сравнению с разработанными к настоящему времени системами с близкими параметрами предлагаемый спектрометр имеет значительно больший диапазон входных частот, значительно меньшие габариты и энергопотребление и может быть востребован для радиоастрономических и атмосферных исследований, для неинвазивной диагностики в медицине и систем безопасности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 09-02-00246, 09-02-12172-офи_м, 10-08-01124-а), программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», а также гранта Президента России для ведущих научных школ НШ-5423.2010.2 и корпорации «Русский сверхпроводник».

1. *Koshelets, V.P.* First Implementation of a Superconducting Integrated Receiver at 450 GHz / V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, et al // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68, No. 9. P. 1273-1275.

2. *Koshelets, V.P.* Integrated Superconducting Receivers / V.P. Koshelets, S.V. Shitov // *Superconductor Science and Technology.* 2000. V. 14. P. R53-R69.

3. *de Lange, G.* Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder / Gert de Lange, Dick Boersma, Johannes Dercksen, et al // *Superconductor Science and Technology.* 2010. V. 23, No 4. P. 045016 (8 p).

4. *Koshelets, V.P.* Radiation linewidth of flux flow oscillators / V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, et al // *Superconductor Science and Technology.* 2001. V. 14. P. 1040-1043.

5. *Khudchenko, A.V.* Cryogenic Phase Locking Loop System for Superconducting Integrated Receiver / A.V. Khudchenko, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, et al // *Superconductor Science and Technology.* 2010. V. 22. P. 085012 (4 p).

Спиновые состояния электронов в ансамбле туннельно-связанных квантовых точек

А.В. Двуреченский^{1,2}, А.Ф. Зиновьева¹, А.В. Ненашев^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск.

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск.

e-mail: dvurech@isp.nsc.ru

Спиновые явления в различных материалах рассматриваются в настоящее время как одно из актуальных направлений современной физики твердого тела. Практическое использование спиновой степени свободы включает следующую последовательность проводимых операций: 1) наведение неравновесной спиновой поляризации (запись информации); 2) манипулирование спинами приложением внешних полей; 3) детектирования результирующего спинового состояния (считывание результата). Разработка и изготовление функциональных устройств, включающих приведенные операции, составляет основу направления, называемого спинтроникой. Одной из ключевых характеристик таких устройств является время декогеренции спинового состояния.

Исследованию особенностей спин-зависимых явлений в низкоразмерных структурах посвящено достаточно много работ [1] с использованием различных экспериментальных методик: фотолюминесценция, фотопроводимость в магнитном поле, магнитосопротивления. Прямым методом исследования спиновой релаксации является метод ЭПР, позволяющий определить величину и природе спин-орбитального взаимодействия и спиновой релаксации. По отклонению g -фактора от значения для свободного электрона можно судить о величине спин-орбитального взаимодействия в исследуемом объекте. Время спиновой релаксации определяется из ширины линии сигнала ЭПР, которая может определяться как временем декогеренции спиновой системы T_2 (поперечное время спиновой релаксации), так и временем спин-решеточной релаксации T_1 (продольное время релаксации). Для систем с большой плотностью спинов, где главную роль играет спин-спиновое взаимодействие, определяющим является T_2 . Но в некоторых случаях ширина линии пропорциональна $1/T_1$.

Создание низкоразмерных структур резко стимулировало исследование спиновой динамики в полупроводниках в последние два десятилетия. Теоретические оценки показали, что с понижением размерности системы время спиновой релаксации увеличивается [2]. Экспериментальные подтверждения данного предположения в системе получены для соединений A_3B_5 .

Структурам с квантовыми точками (КТ) уделяется особое внимание, поскольку в таких системах легче осуществлять контроль и управление спиновым состоянием вследствие ограничения движения носителей заряда во всех трех направлениях. По этой же причине в КТ подавлены наи-

более эффективные механизмы спиновой релаксации, что должно приводить к длительным временам хранения спиновой информации [3].

В настоящей работе будут проанализированы данные по спиновой релаксации в наноструктурах с КТ. Такие структуры рассматриваются в настоящее время как перспективные объекты для создания логических элементов для квантовых вычислений, каналов передачи спиновой информации. Подобные операции можно осуществить лишь при наличии связи между КТ. Поэтому основной акцент делается на системы туннельно-связанных КТ.

Спиновая релаксация при резонансном туннелировании между квантовыми точками. На примере системы Ge/Si с КТ Ge теоретически было показано, что для основного состояния в КТ туннелирование осуществляется преимущественно с сохранением ориентации спина: на сто событий туннелирования приходится лишь один переворот спина. Для возбужденных состояний вероятность переворота спина возрастает: в среднем на 5–10 событий туннелирования приходится один переворот спина. Расчеты показывают, что вероятность переворота спина при туннелировании зависит от формы КТ: при увеличении отношения высоты к размеру основания Ge нанокристалла пирамидальной формы предсказывается увеличение вероятности переворота спина [4].

Спиновая релаксация в изолированной квантовой точке. Переворот спина электрона внутри отдельно взятой КТ может произойти за счет поглощения/испускания или рассеяния фононов. При достаточно низких температурах можно ограничиться рассмотрением акустических фононов. При температурах ($T \geq 4$ К) при вычислении времени спиновой релаксации необходимо учитывать двухфононные (рамановские) процессы. В этом случае процесс релаксации идет через промежуточное возбужденное состояние. Спиновая релаксация в КТ зависит от величины внешнего магнитного поля, способного измерить волновые функции локализованных носителей зарядов. Вклад в процесс релаксации дают также флуктуации электрического поля, возникающие вследствие движения носителей заряда по ансамблю КТ.

Спиновая релаксация в двумерных структурах с асимметричными квантовыми ямами и асимметричными туннельно-связанными квантовыми точками. В асимметричной квантовой яме (асимметрия за счет различия свойств верхней и нижней границ ямы или приложения внешнего электрического поля) существует спин-

орбитальное взаимодействие, энергия которого пропорциональна скорости движения электрона и величине спина (взаимодействие Бычкова – Рашбы [5]). Формально обсуждаемое спин-орбитальное взаимодействие можно описать в терминах эффективного магнитного поля (поле Бычкова – Рашбы), зависящее от величины и направления квазиимпульса электрона \mathbf{k} :

$$\mathbf{H}_{BR} = \alpha[\mathbf{n} \times \mathbf{k}] / g\mu_B,$$

где \mathbf{n} – единичный вектор, направленный вдоль оси роста, α – коэффициент Бычкова – Рашбы, характеризующий силу спин-орбитального взаимодействия, g – фактор, μ_B – магнетон Бора.

Поле Бычкова – Рашбы лежит в плоскости двумерного газа и определяется направлением квазиимпульса электрона в двумерной плоскости.

Методом ЭПР двумерных электронов проводимости экспериментально продемонстрировано существование поля Бычкова – Рашбы в асимметричной SiGe/Si/SiGe квантовой яме. Асимметрия достигалась путем введения слоя легирующей примеси с одной стороны квантовой ямы [6]. Авторами обнаружена анизотропия ширины линии и g -фактора двумерных электронов проводимости в SiGe/Si/SiGe структуре, что связывается с проявлением поля Бычкова – Рашбы. При направлении внешнего магнитного поля, перпендикулярном плоскости структуры, уширение ЭПР-линии, вызванное полем Бычкова – Рашбы, исчезает и наблюдается наиболее узкая и интенсивная линия. Экстремально узкие линии (≈ 0.03 Гс) наблюдались в структурах с большей подвижностью и являются результатом динамического сужения линии. Впоследствии было показано, что анизотропия ширины ЭПР-линии для структур с большой подвижностью определяется подавлением спиновой релаксации циклотронным движением. На основе проведенных исследований был получен коэффициент Бычкова – Рашбы $\alpha = 0,55 \cdot 10^{-12}$ эВ·см, что на три порядка меньше, чем в структурах с квантовыми ямами на основе полупроводников A_3B_5 . Это согласуется с тем, что в Si спин-орбитальное взаимодействие много слабее, чем в полупроводниковых соединениях A_3B_5 . Анизотропия g -фактора растет с увеличением концентрации носителей и объясняется ростом квазиимпульса \mathbf{k} электронов. Экстраполяцией в область низких плотностей носителей было получено значение g -фактора для двумерных электронов на краю энергетической подзоны в Si, $g_{00} = 2.00073 \pm \pm 0.00010$. Оценка величины поля Бычкова – Рашбы в SiGe/Si/SiGe квантовых ямах дала величину ($H_{BR} \approx 10-20$ Гс) – меньше, чем в материалах A_3B_5 вследствие слабого спин-орбитального взаимодействия в Si. Поэтому скорость релаксации спина существенно меньше в системе SiGe/Si/SiGe с квантовыми ямами, чем в аналогичных гетероструктурах A_3B_5 .

Исследования методом ЭПР двумерных электронов проводимости в квантовых ямах SiGe/Si/SiGe при протекании тока (приложение напряжения вдоль слоя двумерных электронов)

показало, что g -фактор изменяется с ростом плотности тока, причем направление сдвига положения ЭПР-линии (в сторону больших или меньших полей) зависит от направления тока в структуре. Объяснение связано с изменением вклада поля Бычкова – Рашбы в зеемановское расщепление за счет изменения направления и значения средней скорости электронов.

В работе [7] авторы с помощью исследований методом спинового эха свободных двумерных электронов в SiGe/Si/SiGe попытались определить механизм спиновой релаксации носителей. Для этого они использовали ЭПР-спектрометр в импульсном режиме для измерения спинового эха и получили, что время T_2 составило около 3 мкс для двумерного электронного газа, заключенного в SiGe/Si/SiGe квантовую яму. Декогеренция спинового состояния объясняется рассеянием квазиимпульса электрона, вызывающего изменение направления эффективного поля Бычкова – Рашбы. Предположение основано на большой анизотропии ширины линии ЭПР и соотношением времен релаксации: $T_2 > T_1$ в поле, перпендикулярном к двумерному слою электронов. Случайное изменение эффективного магнитного поля, лежащего в плоскости роста структуры, приводит к изменению направления прецессии спина и потере спиновой когерентности. В дальнейшем авторы предлагают локализовать электроны на КТ, чтобы исключить этот механизм декогеренции. Проведенный в данной работе эксперимент с использованием методики спинового эха эквивалентен однокубитовым операциям на ансамбле двумерных электронов.

Попытка локализации электронов на КТ и исследование методом ЭПР электронов, локализованных в регулярном массиве Ge/Si квантовых точек, выращенных на специально подготовленной Si подложке с местами преимущественного зарождения, была предпринята в работе [8]. Исследуемые структуры представляли собой регулярные массивы Ge/Si КТ с плотностью $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$, выращенных на Si подложках ориентации (100). Места зарождения нанокристаллитов Ge формировались с помощью электронной или голографической литографии. Так же были исследованы массивы КТ, выращенные на обычных подложках без литографии. В обоих случаях при освещении образцов светом с энергией фотонов, меньшей ширины запрещенной зоны Si, наблюдалась ЭПР-линия с изотропным g -фактором, близким к g -фактору электронов проводимости в Si, $g = 1.998$. Времена спиновой релаксации T_1 и T_2 близки к временам, наблюдаемым в двумерных SiGe структурах с двумерным электронным газом (около микросекунды). Авторы относят наблюдаемый сигнал к электронам, локализованным в Si вблизи Ge квантовых точек. Однако этот вывод вызывает сомнение, поскольку изотропный g -фактор характерен для свободных электронов, а ожидаемые времена релаксации для локализованного состояния в Si должны быть на несколько порядков больше. Сами авторы отмечают, что вследствие

больших размеров КТ (100 нм) квантование в плоскости их залегания может быть недостаточным, что может привести к делокализации электронов.

Авторами [9] впервые методом ЭПР был обнаружен сигнал от электронов, локализованных на Ge квантовых точках в системе Ge/Si. Нанокристаллы Ge имели пирамидальную форму (hut-кластеры) с квадратным (прямоугольным) основанием и средним размером основания пирамиды 20 нм. Плотность КТ составляла $\approx 10^{11}$ см⁻². Наблюдаемый сигнал ЭПР имеет анизотропный g-фактор, характерный для локализованного состояния. Обнаружена сильная зависимость ширины линии от направления внешнего магнитного поля. В магнитном поле, параллельном оси симметрии КТ (направление роста структуры), ширина линии приблизительно в четыре раза меньше, чем в случае направления, перпендикулярного оси симметрии КТ. Такая зависимость характерна для структур, обладающих асимметрией, в данном случае асимметрия нанокристаллов пирамидальной формы относительно плоскости роста КТ.

Обнаружено, что, несмотря на дисперсию по размерам КТ, достигающую 10%, и связанную с ней дисперсию энергетических уровней электронных состояний, линии ЭПР являются узкими (до 0.8 Гс). Такой результат является практически значимым для применения в спинтронике гетероструктур с квантовыми точками на основе уже имеющихся технологий роста.

Система туннельно-связанных КТ Ge/Si подобна объекту с асимметричными квантовыми ямами. Основное отличие заключается в том, что электроны большую часть времени находятся в локализованном состоянии. Тем не менее прыжковый транспорт по ансамблю пирамидальных (асимметричных) КТ также приводит к проявлению взаимодействия Бычкова – Рашбы. Спиновая релаксация происходит вследствие взаимодействия собственного магнитного момента электрона с эффективным магнитным полем, вектор которого находится в плоскости ансамбля КТ. Магнитное поле возникает при туннельных переходах электронов между КТ, асимметричных относительно плоскости их залегания. Это поле в двумерных структурах с нарушенной структурной симметрией зависит от направления прыжкового переноса электронов в системе.

В процессе туннелирования спин электрона поворачивается на малый угол $\Delta\varphi = \omega_{BR} \cdot t$, что приводит к перевороту спина после достаточного количества прыжков между КТ. Но поскольку прыжки между КТ носят случайный характер (направление прыжка меняется случайным образом), то при каждом прыжке направление эффективного магнитного поля меняется. Это приводит к тому, что в среднем фаза φ может не меняться, но среднеквадратичное отклонение со временем меняется.

Время поперечной релаксации T_2 определяет ширину ЭПР-линии в случае однородного ушире-

ния. Поскольку в нашем случае ЭПР-линия неоднородно уширена, то можно определить лишь нижнюю границу времени поперечной релаксации. При $\theta_H = 0$ наблюдаемая ЭПР-линия имеет наименьшую ширину $\Delta H \approx 0.8$ Гс, что дает $T_2 \sim 10^{-7}$ с.

Данное значение и время поперечной спиновой релаксации $T_2 = 10^{-7}$ с позволили оценить величину эффективного магнитного поля $H_{BR} \approx 30$ Гс. Полученное значение очень близко к величине поля Бычкова – Рашбы в 2D Si/Ge структурах, что говорит о возможной близости констант Бычкова – Рашбы для 2D-структур и для структур с КТ.

Методом спинового эха (импульсный ЭПР) выполнены прямые измерения времен продольной T_1 и поперечной T_2 спиновой релаксации. Исследования проводились в режиме двух- и трёхимпульсного эха, при температуре 5 К во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости массива КТ. В ансамбле с КТ Ge/Si характерных значения времен релаксации T_1 и T_2 .

Для T_1 первое значение плоскости массива КТ. В ансамбле с КТ Ge/Si характерных значения времен релаксации T

подтверждают, что эффективная локализация носителей заряда во всех трех направлениях приводит к увеличению времени сохранения спиновой ориентации.

Анизотропное обменное взаимодействие. Приведенные данные показывают, что времена спиновой релаксации оказались неожиданно малыми в ансамблях туннельно-связанных КТ Ge/Si (порядка микросекунды). Причина такой интенсивной спиновой релаксации в исследуемых структурах лежит в возникновении эффективных магнитных полей при туннельных переходах между КТ. Тем не менее можно создать такие условия, когда этот механизм не будет работать. Необходимо понизить вероятность туннельных переходов между КТ. Это можно сделать, изменяя плотность КТ, либо используя кулоновскую блокаду при переносе электронов между КТ.

В упорядоченных массивах КТ при заполнении КТ, равном 1, эффект кулоновской блокады должен привести к подавлению туннельных переходов между КТ. Эти условия являются наиболее благоприятными для проведения двухкубитовых операций в системе туннельно-связанных КТ, поскольку необходимо, чтобы в каждой КТ был локализован один электрон, и туннельная связь была достаточной для обменного взаимодействия между электронами в соседних КТ. В этих условиях основным механизмом спиновой релаксации может стать механизм анизотропного обменного взаимодействия.

Феноменологически этот механизм можно описать с помощью дополнительного поворота спина в эффективном магнитном поле при обычном обменном взаимодействии в паре туннельно-связанных КТ. Вероятность декогеренции определяется величиной угла поворота при одном элементарном акте обмена. Величина угла зависит от эффективного магнитного поля, возникающего за счет асимметрии КТ. Для дырочных состояний в типичных массивах КТ это поле составляет около 100 Гс. Для электронных состояний величина поля на порядок меньше и составляет 10–20 Гс.

Таким образом, расположение кубитов (электронных спиновых состояний, локализованных в квантовых точках) в плоскости массива КТ (перпендикулярно оси роста и квантования [100]) для проведения двухкубитовых операций неприемлемо.

Рассматриваемый механизм спиновой релаксации может быть подавлен в системе КТ с туннельной связью вдоль принципиальной оси симметрии системы, если использовать два слоя квантовых точек, расположенных друг над другом на туннельном расстоянии, и использовать двухчастичные состояния, образованные парами вертикально совмещенных КТ. В предложенной схеме туннельные переходы в плоскости залегания КТ должны быть подавлены за счет понижения плотности КТ.

1. Physics of Semiconductors, Proc. 28th International Conf. / Ed. by W. Jantsch and F. Schaffler. AIP Conf. Proceedings, 2007, V. 893.

2. *Averkiev N.S.* Spin relaxation in asymmetrical heterostructures / *N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander.* // ФТП. 2001. Т. 36, № 1. 97-103.

3. *Hanson R.* Spins in few-electron quantum dots. / *R. Hanson, L.P. Kouwenhoven, J.R. Petra, S. Tarucha, L.M.K. Vandersypen* // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 1217-1265.

4. *Zinovieva A.F.* Hole spin relaxation during the tunneling between coupled quantum dots / *A.F. Zinovieva, A.V. Nenashev, and A.V. Dvurechenskii.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71, 033310-4.

5. *Бычков Ю.А.* Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра. / Ю.А.Бычков, Э.И. Рашба. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, вып. 2. С. 66-69.

6. *Wilamowski Z.* Evidence and evaluation of the Bychkov-Rashba effect in SiGe/Si/SiGe quantum wells. / *W. Z. Wilamowski, W. Jantsch, H. Malissa, and U. Rossler* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, №19. 195315-6.

7. *Tyryshkin A. M.* Spin manipulation of free two-dimension electrons in Si/SiGe quantum well. / *A. M. Tyryshkin, S. A. Lyon, W. Jantsch, and F. Schaffler.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. 126802-4.

8. *Malissa H.* Investigation of the spin properties of electrons in zero-dimensional SiGe structure by EPR. / *H. Malissa, W. Jantsh, G. Chen, D. Gruber, H. Lichtenberger, F. Shaffler, Z. Wilamowski.* // Mat. Sci. Engineering. B. 2006. V. 126. P. 172-175.

9. *Zinovieva A.F.* Spin resonance of electrons localized on Ge/Si quantum dots. / *A.F. Zinovieva, A.V. Dvurechenskii, N.P. Stepina, A.S. Deryabin, A.I. Nikiforov, R. Rubinger, N.A. Sobolev, J.P. Leitão, M.C. Carmo.* // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 115319-6.

10. *Zinovieva A.F.* Direct measurements of spin relaxation times of electrons in tunnel-coupled Ge/Si quantum dot arrays. // *A.F. Zinovieva, A.V. Dvurechenskii, N.P. Stepina, A.I. Nikiforov, A.S. Lyubin, L.V. Kulik.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 113303-4.

Квазиклассический и квантовый транспорт в латеральных наноструктурах на основе высокоподвижного ДЭГ

З.Д. Квон, Д.А. Козлов, В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск
e-mail: kvon@thermo.isp.nsc.ru

В работе дается краткий обзор результатов, полученных при исследовании квантовых проволок и интерферометров малых размеров, а также короткопериодных сверхрешеток, созданных на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, расположенного на необычно малом расстоянии (15–25 нм) от поверхности AlGaAs/GaAs-структуры. Такое расположение ДЭГ позволило резко уменьшить краевые эффекты, возникающие при наноструктурировании и фактически являющиеся основной причиной, ограничивающей получение минимальных характерных размеров наноструктур. Благодаря указанному достижению удалось реализовать: 1) короткие квантовые проволоки, характерные размеры которых сравнимы с дебройлевской длиной волны электрона, 2) кольцевые интерферометры с характерным диаметром 150–200 нм и шириной проводящих каналов порядка 10 нм, 3) короткопериодные решетки антиточек с рекордно малым (80 нм) периодом. Все перечисленные наноструктуры были изготовлены с использованием электронной литографии высокого разрешения и последующего плазмохимического травления, а также на основе технологии локального анодного окисления иглой атомно-силового микроскопа.

Основные результаты, полученные при исследовании указанных наносистем, можно суммировать следующим образом. При исследовании квантовых проволок с резкими краями обнаружено разрушение плато квантования кондактанса, вызванное нарушением условия адиабатичности. Установлено, что вместо указанного квантования в проволоке возникают ярко выраженные интерференционные эффекты, обусловленные рассеянием электронов на краях проволок. Квантование кондактанса баллистических проволок оказывается точным не только вследствие большой длины свободного пробега электронов, но также благодаря адиабатичности границ проволок, подавляющей обратное рассеяние и приводящей к их полной прозрачности. В связи с этим особый интерес представляет создание и исследование проволок с резкими границами, т.е. с радиусом кривизны, сравнимым или меньшим длины волны электрона. Проволоки были изготовлены с использованием электронной литографии высокого разрешения и последующего плазмохимического травления, а также на основе технологии локального анодного окисления иглой атомно-силового микроскопа. В качестве исходного материала служил гетеропереход AlGaAs/GaAs с ДЭГ, имеющим длину свободного пробега до 0.3 мкм.

Для получения структуры с действительно резкими границами ДЭГ располагался на малом расстоянии (25 нм) от поверхности. После изготовления структур на образцы напылялся TiAu-затвор. Для проведения всестороннего исследования были изготовлены и изучены проволоки с резкими границами длиной 50–100 нм, а также длиной 300–400 нм с плавными границами (адиабатические проволоки). Поведение зависимости кондактанса от затворного напряжения Vg у двух типов проволок оказалось принципиально различным. В то время как адиабатическая проволока показывает ожидаемые и хорошо видимые плато даже при температуре $T = 4.2$ К со значениями кондактанса $G = N2e^2/h$ (рис. 1), на зависимости кондактанса от затворного напряжения короткой проволоки не видно никаких плато вплоть до $T = 0.21$ К. Вместо этого наблюдаются короткопериодические флуктуации, амплитуда которых монотонно возрастает при уменьшении температуры. Корреляционный анализ и фурье-анализ флуктуаций по затворному напряжению и по магнитному полю позволяют предположить наличие трех характерных масштабов, определяющих наблюдаемую интерференционную картину. Ширина W проволоки, минимальный характерный размер, ответственна за возникновение флуктуаций с максимальным средним периодом по Vg (порядка 50 мВ, что соответствует $W \sim 50$ нм).

Кондактанс проволоки с резкими и плавными границами

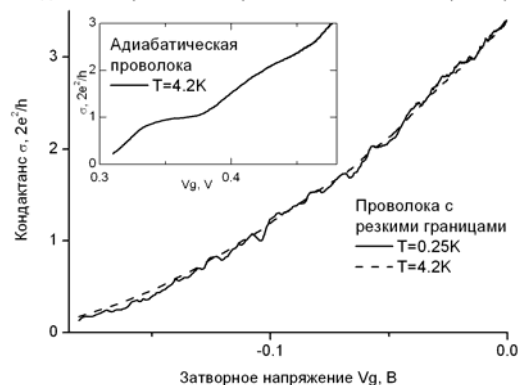


Рис. 1. Зависимость кондактанса длинной адиабатической и короткой с резкими границами проволок от затворного напряжения

Флуктуации с периодом 2–3 мВ определяются когерентным рассеянием на примесях, расположенных в прилегающих областях с размерами 200–300 нм. И последний, самый интересный масштаб – порядка 100 нм, соответствует длине проволоки и отвечает флуктуациям с периодом

~15 мВ, возникающим вследствие интерференции Фабри – Перо на ее границах [1].

Целый ряд новых и принципиальных результатов получен благодаря изготовлению сверхмалых кольцевых интерферометров (эффективный радиус $r_{\text{eff}} = 70 - 110$ нм) [2–4].

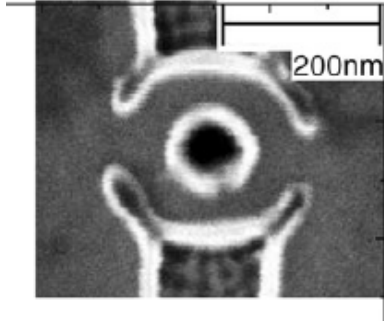


Рис. 2. Изображение интерферометра в электронном микроскопе

В частности, обнаружен эффект сильного обратного рассеяния, приводящий к гигантским затворным осцилляциям кондактанса кольца.

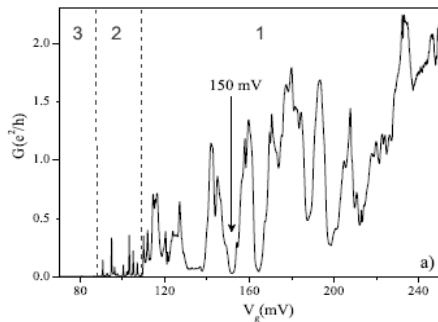


Рис. 3. Зависимость кондактанса кольцевого квантового интерферометра малых размеров ($r_{\text{eff}} = 100$ нм). $T = 300$ мК

Рисунок 3 показывает зависимость $G(Vg)$. Внимательный анализ этой богатой резкими и значительными по амплитуде изменениями кондактанса зависимости показывает, что ее можно разделить на три области по затворному напряжению: первая ($Vg > 115$ мВ) характеризуется глубокими провалами кондактанса, сменяемыми его пиками, на которых $G = (1-2) \cdot e^2/h$ (отношение величины кондактанса в максимуме и минимуме достигает 10^3), и идущими с периодом около $\Delta Vg \approx 15$ мВ, вторая ($90 < Vg < 115$) мВ, показана в увеличенном масштабе на рис. 2, а идущими со значительно меньшим периодом ($\Delta Vg = 2.5$ мВ) острыми кулоновско-подобными пиками со средней величиной $G \approx 0.5e^2/h$ и значительно более широкими провалами; третья область ($Vg < 90$ мВ) напоминает по характеру вторую, однако величина кондактанса в пиках значительно меньше: $G < 0.05e^2/h$ (см. рис. 3). Здесь мы остановимся на анализе провалов кондактанса в первой области, поскольку столь сильная модуляция кондактанса кольцевого интерферометра была достигнута впервые. Их наиболее вероятное объяснение связано с явлением резонансного обратного рассеяния, обусловленного возникновением стоячей

волны на входе кольцевого интерферометра в результате когерентного рассеяния волн, идущих через плечи интерферометра, уровнями в треугольных квантовых точках, образующихся в месте разветвления независимо от размеров кольца. Под воздействием магнитного поля стоячая волна трансформируется в бегущую через одно из плеч интерферометра и тем самым магнитное поле порядка 1 Тл подавляет обратное рассеяние, что должно приводить к гигантскому отрицательному магнитосопротивлению (ОМС). Оно действительно наблюдается в данном эксперименте (рис. 4), подтверждая приведенное объяснение провалов кондактанса интерферометра.

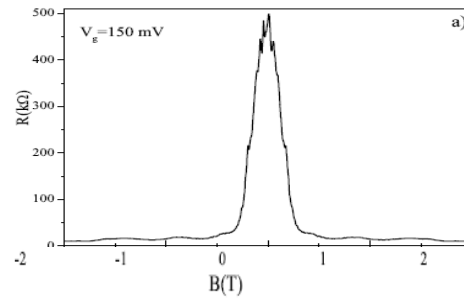


Рис. 4. Гигантское отрицательное магнитосопротивление в точке резонанса обратного рассеяния

В кольцах наименьших размеров (эффективный радиус $r_{\text{eff}} \approx 65$ нм) обнаружены сверхвысокие (h/ne) гармоники осцилляций Аронова – Бома с номерами $n = 5 - 45$.

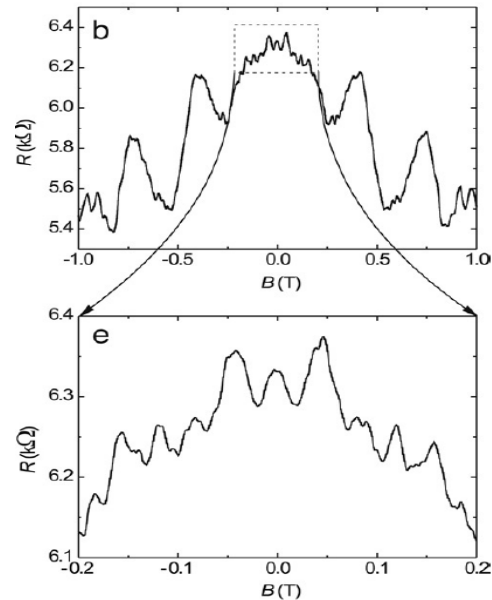


Рис. 5. Осцилляции Аронова – Бома сверхмалого кольца ($r_{\text{eff}} \approx 65$ нм)

При некоторых условиях наблюдается фрактальная структура осцилляций (рис. 5). Еще одним интересным и важным эффектом, наблюдаемым в кольцах малых размеров, оказалось нарушение фундаментального соотношения Онсангера – Казимира. В соответствии с ним двухтерминальное магнитосопротивление любого проводника должно быть симметрично относительно направления

магнитного поля. Как было показано теоретически, оно может нарушаться в нелинейном режиме из-за учета взаимодействия между электронами.

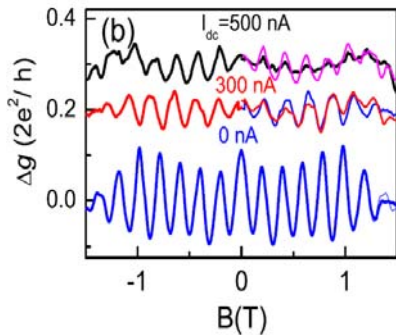


Рис. 6. Осцилляции Аронова – Бома при различных величинах постоянного тока, пропускаемых через кольцо с $r_{\text{eff}} \approx 80$ нм

В описываемых экспериментах этот эффект наблюдался в первом знаке как раз благодаря малым размерам кольца, позволяющим реализовать сильно нелинейный режим измерений без полного подавления осцилляций Аронова – Бома (рис. 6).

Последняя часть работы посвящена результатам исследования магнитотранспорта в двумерном электронном газе с решеткой антиточек, имеющей рекордно малый (80 нм) период и размер антиточек (20 – 40 нм), сравнимый с дебройлевской длиной волны электронов [6].

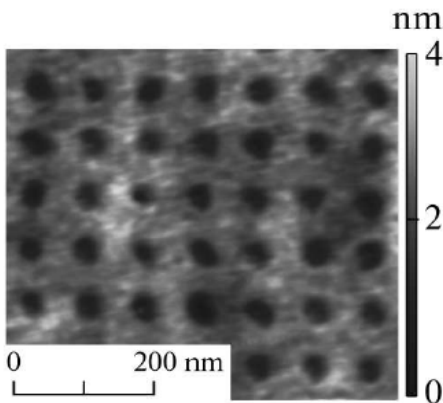


Рис. 7. Изображение решетки антиточек с периодом 80 нм в атомном силовом микроскопе

Изображение решетки показано на рис. 7, а магнитотранспортный отклик ДЭГ в такой решетке – на рис. 8. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для решеточного образца на рис. 8 содержат при полях $B \leq 4$ Тл пики МС, на первый взгляд аналогичные соизмеримым пикам МС, всегда наблюдающиеся в ДЭГ с решеткой антиточек. При магнитном поле $B = 2.8$ Тл наблюдается, как и следовало ожидать, основной соизмеримый пик, положение которого как во всех предыдущих экспериментах, так и в нашем хорошо соответствует условию $2R_c = d$. При дальнейшем увеличении магнитного поля сразу после основной соизмеримой осцилляции возникает хорошо выраженный режим квантового эффекта Холла. Столь резкий переход от квазиклассических пиков МС к КЭХ наблюдается впервые и как раз благодаря рекордно малому периоду решетки.

Оставшийся пик, наблюдаемый при более слабых полях, требует отдельного анализа. Он соответствует условию $0.43 R_c = d$. Пик с указанным условием соизмеримости ранее не встречался. При больших периодах после основного СПМС наблюдался обычно пик, положение которого меняется в зависимости от резкости границы антиточка-ДЭГ. При плавном потенциале границы он обычно соответствует условию $0.65 R_c \approx d$, а при резком – $0.5 R_c \approx d$.

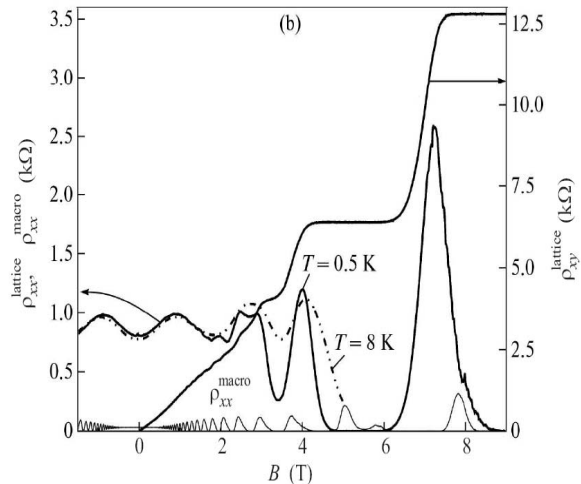


Рис. 8. Зависимость от магнитного поля диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент сопротивления ДЭГ в решетке антиточек с периодом 80 нм при двух температурах

Очевидно, что ни одно из приведенных условий не соответствует найденному в данной решетке. Еще большее разногласие возникает в поведении анализируемого пика МС после подсветки образца, увеличивающей концентрацию двумерных электронов (рис. 9). Как видно из приведенных выше условий соизмеримости, рост N_s должен приводить к сдвигу пиков в сторону больших магнитных полей, что и наблюдается во всех экспериментах. Рисунок 9 показывает, что такое поведение демонстрирует только основной пик МС, тогда как пик, соответствующий более слабым магнитным полям, практически не меняет своего положения, а для самого низкоомного состояния 3 даже смещается в сторону более слабых магнитных полей.

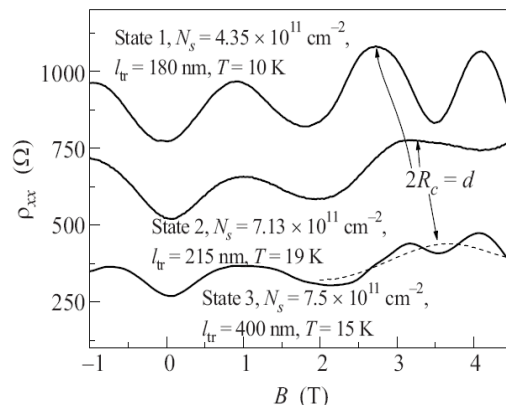


Рис. 9. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для трех состояний образца при высоких температурах

Отсюда ясно, что положение обсуждаемого пика нельзя описать каким-либо условием соизмеримости между циклотронным радиусом и периодом решетки, и оно имеет какую-то другую природу, возможно, связанную уже с квантовыми эффектами. Чтобы проверить данное предположение, в работе зависимости $\rho_{xx}(B)$ были измерены при различных температурах в диапазоне от 0.2 до 20 К (рис. 10). Хорошо видно, что изменение температуры почти на два порядка не ведет к радикальному изменению поведения обоих пиков МС. Такое поведение указывает на квазиклассическую природу указанных пиков.

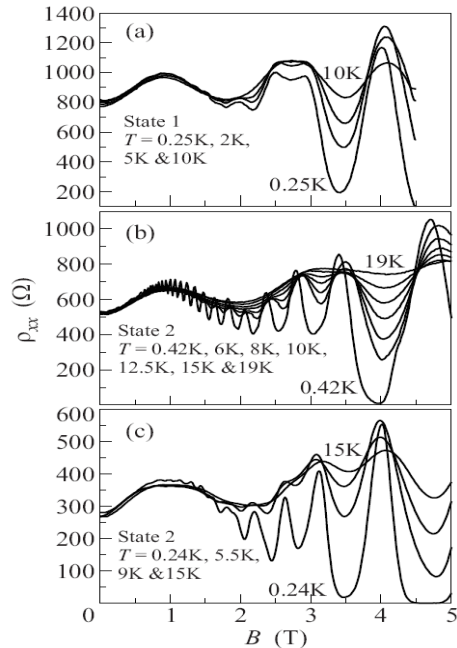


Рис. 10. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для трех состояний образца при различных температурах.

Рассмотрим поведение шубниковских осцилляций. Как видно из рис. 2, b, в состоянии 1 в этом диапазоне магнитных полей 0.5 – 1 Тл они отсутствуют. При переходе к состоянию 2, в котором концентрация электронов почти в два раза выше, они, как и следовало ожидать, появляются вследствие резкого увеличения квантового времени, вызванного уменьшением неоднородности N_s после подсветки. Однако при переходе от состояния 2 к состоянию 3 наблюдается почти полное подавление этих осцилляций, несмотря на почти двукратное увеличение подвижности и при слабом изменении концентрации. Отсюда следует парадоксальный вывод: рост транспортного времени τ_{tr}

при описываемом переходе сопровождается заметным снижением квантового времени вместо его роста, как следовало бы ожидать в обычной ситуации. τ_{tr} определяется рассеянием на большие углы, т. е. в его формировании основную роль играет короткодействующий потенциал, тогда как квантовое время формируется рассеянием на все углы, т. е. в основном дальнедействующим вкладом в рассеивающий потенциал и, в частности, неоднородностями концентрации двумерных электронов. Тогда можно предложить следующую гипотезу для объяснения наблюдаемого поведения решетки. При переходе от состояния 2 к 3 происходит резкое изменение в характере модулирующего потенциала решетки. В состоянии 2 антиточки все еще существуют и вносят существенный вклад в процессы обратного рассеяния и соответственно в формирование длины свободного пробега, а квантовое время определяется главным образом неоднородностью концентрации в областях вокруг антиточек. При переходе в состояние 3 антиточки (т. е. области, где высота антиточечного барьера U больше энергии Ферми электронов E_F) исчезают и вместо решетки антиточек возникает ДЭГ в модулированном периодическом потенциале с амплитудой модуляции $U < E_F$, в котором возникает значительная неоднородность концентрации и отсутствует обратное рассеяние на антиточках, так как вместо них возникают просто области с малой концентрацией двумерных электронов, на которых существует в основном только рассеяние на малые углы. Первое приводит к росту транспортного времени, а второе, наоборот, из-за большего неоднородного уширения может заметно уменьшить квантовое время с соответствующим подавлением амплитуды шубниковских осцилляций.

1. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, А.Е. Плотников, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев // Письма в ЖЭТФ. 2007. **86**. 752.
2. З.Д. Квон, Е.А. Галактионов, В.А. Сабликов, А.К. Савченко, Д.А. Щеглов, А.В. Латышев // Письма в ЖЭТФ. 2006. **83**. 530.
3. Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.И. Торопов, Ж.К. Порталь // Письма в ЖЭТФ. 2005. **81**. 762.
4. Z.D. Kvon, D.A. Kozlov, E.B. Olshanetsky, A.E. Plotnikov, A.V. Latyshev, J.C. Portal // Solid State Comm. **147**, 230 (2008)
5. G.M. Gusev, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, A.Y. Plotnikov // Europhys. Lett. **88**. 47007 (2009).
6. Д.А.Козлов, З.Д.Квон, А.Е.Плотников, А.В. Латышев // Письма в ЖЭТФ. 2010. **91**. 145.

Возможности кластерного оборудования для создания и исследования приборов нанoeлектроники

В.А. Быков

Научно-производственная группа предприятий «НТ-МДТ»,
ФГУП «НИИ Физических проблем им.Ф.В. Лукина»
www.ntmtd.ru, www.niifp.ru, spm@ntmtd.ru, admin@niifp.ru

Идея кластерных комплексов в микроэлектронике берет начало от так называемой «Бочки Лабунова», предложенной Владимиром Архиповичем Лабуновым еще в 1983 году для производства сверхбольших интегральных схем (http://www.ng.by/ru/issues?art_id=22069). Эта идеология была положена и в конструкцию технологической линии «сухой» фотолитографии «ОСНОВА-2Л» (http://zelao50.ru/articles/?ELEMENT_ID=1962&SECTION_ID=209), представляющей собой связанный в единую систему вакуумный литографический комплекс из 8 модулей. Для разработок в области нанoeлектроники в НИИФП им. Ф.В. Лукина в начале 90-х годов была создана кластерная система «Цирконий», включающая модуль загрузки, модуль высоковакуумной туннельной микроскопии, модуль магнетронного напыления, модуль плазменных процессов. Модули объединялись вокруг центрального высоковакуумного модуля манипулятора, позволяющего транспортировать подложку в требуемый модуль в соответствии с заданным технологическим циклом. К сожалению, в то время реализация идеи осталась незаконченной.

Начиная с уровня 130 нм развитие микроэлектроники потребовало создания кластерных комплексов с идеологией «Бочки Лабунова», и в настоящее время именно такие комплексы и используются в стандартных технологических линиях.

Для исследовательских работ связанные вакуумные, сверхвысоковакуумные, газонаполненные технологические линии используются повсеместно.

На рисунках 1–3 приведены примеры таких связанных нанотехнологических комплексов.



Рис. 1. Исследовательская нанотехнологическая линия университета Хьюстона (США).



Рис. 2. Сверхвысоковакуумный нанотехнологический кластер Далласского университета (США).

Эти линии могут содержать сверхвысоковакуумные, высоко- или низковакуумные модули или даже газонаполненные с контролируемой или воздушной атмосферой, соединенные в единую систему посредством переходных, согласующих по условиям среды модулям.



Рис. 3. Исследовательская линия для изготовления органических светоизлучающих экранов (OLED) в инертной среде университета Аризоны.

Первые разработки НТ-МДТ были системами линейно связанных модулей (рис. 4).

Комплекс НТК-5 состоит из модулей сканирующей зондовой микроскопии, фокусированных ионных пучков (Ga источник ионов) с электростатическим электронным микроскопом и модуля молекулярно-лучевой эпитаксии (GaAlN), а также модуля загрузки, промежуточной камеры поворота пластин и модуля загрузки зондов СЗМ.



Рис. 4. НАНОФАБ НТК-5 (установлен в техническом университете МИЭТ, Зеленоград).

Отличительной особенностью нанотехнологических модулей НТ-МДТ является то, что они предназначены не только для исследования технологических процессов, но и для создания нанотехнологических функциональных элементов. В ходе их создания была решена задача прецизионного репозиционирования. Были разработаны специальные двухкоординатные системы, оснащенные высокоточными датчиками линейного перемещения, позволяющие с точностью до нескольких десятков нанометров быстро находить заданный участок поверхности пластины при переносе образца из одного модуля в другой. Кроме того, конструкция держателя пластины и позиционера обеспечивает возможность репозиционирования образца исходно с точностью 2–3 мкм, что существенно меньше площади сканирования.

Идеология линейных систем типа НТК-5 имеет существенный недостаток – выход из строя одного модуля останавливает системы. Кроме того, последовательная организация комплекса ограничивает его производительность. Это в особенности важно при увеличении числа функциональных модулей.

Задача была решена в системах НАНОФАБ-100, -25, представляющими из себя кластерные технологические комплексы, состоящие из необходимого числа объединенных единой транспортной системой модулей, ориентированных под тот или иной технологический процесс. Нанотехнологические комплексы от другого кластерного оборудования и его модулей отличает то, что модули оснащаются аналитическими системами, которые

обеспечивают соблюдение конструктивно-технологических ограничений, требуемых для изделий нанoeлектроники, микро- и нанoeлектромеханики. Комплекс НАНОФАБ-100 обеспечивает работу системы с образцами диаметром до 4 дюймов, а НАНОФАБ-25 – с образцами диаметром до 1 дюйма.

В зависимости от конкретного типа изделий, на разработку которых ориентируется комплекс, требования к точности реализации тех или иных элементов, квазипланарных или 3-мерных функциональных структур могут составлять от десятков нанометров до долей нанометра с атомарным дискретом. Модули комплексов НАНОФАБ-100, -25 можно разделить на два типа – модули формирования пленочных структур (напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия, лазерная абляция, химическое осаждение из газовой фазы, модули плазменных технологий, химической модификации и т.п.), для которых прецизионное позиционирование в плоскости не требуется и необходим интегральный контроль процессов и контроль качества пленочных структур – модули «групповых» технологий, и модули, требующие взаимосоответствия, обеспечивающие возможность быстрого репозиционирования с возможностью обращения к тому или иному элементу или участку поверхности, – модули «локальных» технологий (модули сканирующей зондовой микроскопии и литографии, электронной микроскопии и литографии, модули с использованием фокусированных ионных пучков, модули для измерения свойств и характеристик элементов, модули рентгеновской микроскопии, модули проекционного инициированного роста и т.п.).

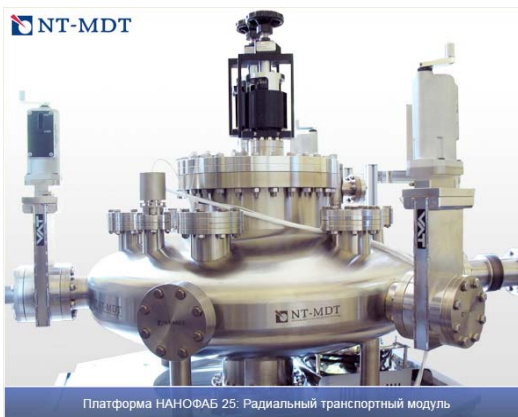
Транспортная система комплексов базируется на шестипозиционных сверхвысоковакуумных радиальных модулях с встроенными манипуляторами, обеспечивающими захват и перемещение образца из модуля в модуль. В модули встроены системы для вращения и линейного перемещения образцов, обеспечивающие точность репозиционирования образца, закрепленного на специализированном держателе – носителе с точностью до 10 мкм при выносе 1280 мм у НАНОФАБ-100 и 780 мм у НАНОФАБ-25. Модули оснащены ионными и титан-сублимационными насосами, позволяют отжиг до температур 200 °С и обеспечивают откачку до 10^{-10} Торр.

Системы могут быть как одно-, так и многокластерными (см. рис. 2) в зависимости от требований технологии. Разработан и модуль переворота пластин, что обеспечивает технологическую возможность работы как только на одной, так и на обеих сторонах рабочей пластины, а также возможность работы в модулях, где технологически требуется поворот лицевой части образца.

Система НАНОФАБ-25 работает с образцами диаметром до 1 дюйма, что позволяет обеспечить возможность получения атомарного и субатомарного разрешения в модах динамической атомно-силовой микроскопии (рис. 5, 6).



Платформа НАНОФАБ 100: Транспортный модуль



Платформа НАНОФАБ 25: Радиальный транспортный модуль

Рис. 5. Фотографии радиальных транспортных модулей систем НАНОФАБ-100 (слева) и НАНОФАБ-25

Модули локальных технологий сконструированы так, что позволяют оснащение блоками расстровой электронной микроскопии с автоэмиссионными катодами и системами электростатической фокусировки и сканирования и обеспечивают разрешение вплоть до 10 нм, а также могут быть оснащены оптическими микроскопами с разрешением до 3 мкм, что значительно облегчает начальное позиционирование образцов.

Относительно небольшие габариты и радиальная компоновка позволяют размещать нанотехнологические комплексы на платформе НАНОФАБ-25 практически в любой лаборатории.



Рис. 6. НАНОФАБ-25 (Политехнический университет, С.-Петербург)

Наличие сверхвысоковакуумного радиального транспортного модуля обеспечивает проведение многосторонних исследований наноструктур с атомарным разрешением, включая лучевые (электронная и ионная спектроскопия) и зондовые (АСМ и СТМ) методы.

Нанотехнологические комплексы НАНОФАБ-100 (рис. 7) в технологическом плане в настоящее время уже весьма развиты и могут быть оснащены различными модулями для исследования и создания наноструктур с использованием техники сканирующей зондовой микроскопии, фокусированных ионных пучков для травления, роста структур с возможностью имплантации заданными типами ионов.

Разработаны модули для формирования покрытий с использованием методов лазерного напыления металлов и диэлектриков с импульсными эксимерными лазерами 193 нм (ArF) и 248 нм (KrF) соответственно.



Рис. 7. НАНОФАБ-100 Национальной лаборатории Курчатовского института

Созданы системы магнетронного напыления для напыления металлических, непроводящих или полупроводниковых слоев; получения многослойных структур с заданными толщинами, получения оксидов и нитридов. Система может содержать 3 или 4 магнетрона для мишеней диаметром 76 мм. Питание магнетронов постоянным током 1.5 кВт или постоянным импульсным током (20 кГц) 1.5 кВт или ВЧ переменным током (13.56 МГц) 600 Вт. Используется кольцевая ионная пушка типа DAS для ассистирования напылению или очистки.

Скорости напыления металлов до 15 А/с, однородность по площади – 5 %. In situ метрия – датчик массы на основе кварцевого резонатора, дополнительно оптическая рефлектометрия. В системе возможен контроль давления в реакторе при поддержании заданного соотношения газовых компонентов.

Разработаны и модули газофазного осаждения, дублирования и плазменного травления резиста, модули плазменного травления и очистки с контролем процессов.



Дальнейшее развитие предполагает создание систем безмасковой литографии высокого разрешения, что позволит использовать комплексы

не только для разработок, но и для малосерийного производства в наноэлектронике.

Коротковолновая оптика дифракционного качества: изучение, изготовление и применение

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Н. Новгород.
e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Доклад посвящен фундаментальным физическим и технологическим проблемам изготовления и тестирования и новым применениям в коротковолновом диапазоне, от 3 нм до 60 нм, оптики, обеспечивающей дифракционное качество изображений (пространственное разрешение десятки – единицы нм). Подобная оптика востребована для задач массового производства сверхбольших интегральных схем (проекционная нанолитография), нано- (высокоразрешающая рентгеновская микроскопия) и макро-диагностики (внеземная астрономия), для фундаментальных исследований в области взаимодействия вещества (вакуума) со сверхсильными (10^{20} – 10^{23} Вт/см²) электромагнитными полями. Сообщается о статусе этих исследований в мире и о последних разработках в этой области, проводимых в ИФМ РАН.

Диапазоны мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения ($\lambda \sim 1$ –60 нм) являются весьма привлекательными для экспериментальной науки, прежде всего физики, по ряду причин. Во-первых, энергетические уровни большинства атомов лежат в этой спектральной области, что обуславливает резонансный характер взаимодействия излучения с веществом, обеспечивая, тем самым, исследователей уникальной информацией о внутреннем строении атомов и их взаимодействии с ближайшим окружением. Во-вторых, максимумы собственного излучения лабораторной плазмы, а также линейчатое излучение ионов основных примесей лежат в рентгеновском диапазоне, делая рентгеновскую спектроскопию наиболее привлекательной для диагностики плазмы по программам управляемого термоядерного синтеза. Линейчатое излучение короны солнца является одним из наиболее достоверных источников информации о физических процессах, протекающих на солнце. В-третьих, благодаря малой длине волны дифракционный предел пространственного разрешения оптических систем ($\sim \lambda/2$) лежит в нанометровой области, что открывает огромные перспективы для микроскопии, нанолитографии и внеземной астрономии.

До недавнего времени для построения изображений в этом диапазоне применялась оптика скользящего падения (одиночные зеркала и системы Киркпатрика – База и Вольтера) [1], обладающая низкой числовой апертурой, определяемой величиной критического угла полного внешнего отражения материалов зеркал, и, как следствие, разрешение подобных систем составляло порядка 1 мкм.

Существенное увеличение пространственного разрешения стало возможным благодаря развитию технологий изготовления зонных пластинок Френеля (ЗПФ), прозрачных в области МР-излучения [1]. В частности, с их помощью было достигнуто пространственное разрешение на уровне 15 нм в окрестности длины волны 2 нм [2]. Однако, несмотря на эти очевидные успехи, исследования в области МР-микроскопии до сих пор ограничиваются небольшим числом синхротронных лабораторий. Ее широкому внедрению в лабораторную и в диагностическую практику препятствуют физические ограничения характеристик ЗПФ. К основным недостаткам ЗПФ следует отнести довольно низкую, менее 10%, дифракционную эффективность, сильную хроматическую аберрацию, требующую высокой монохроматизации зондового пучка, что приводит к дополнительной потере его интенсивности, и малую геометрическую апертуру (диаметр менее 100 мкм для высокоразрешающих изображающих ЗПФ [2, 3]). И если при использовании мощных, с естественной угловой коллимацией, синхротронных пучков отмеченные недостатки с лихвой окупаются простотой и компактностью прибора, то для лабораторного источника излучения это становится проблемой.

Следствием низкой геометрической апертуры ЗПФ также являются малые фокусные расстояния (сотни мкм), уменьшающиеся с увеличением длины волны, что препятствует их практическому использованию в длинноволновой ($\lambda > 3$ нм) части МР-диапазона. Для других востребованных на практике применений, таких как нанолитография или астрономия, ЗПФ не используются.

С развитием технологии синтеза многослойных интерференционных зеркал с ультракороткими периодами, которые могут работать при нормальных углах падения в области длин волн $\lambda > 2,3$ нм [4, 5], появилась реальная альтернатива зонным пластинкам для построения изображений с высоким пространственным разрешением. Для зеркальной оптики отсутствуют апертурные проблемы. Более того, пиковые и интегральные коэффициенты отражения растут с увеличением длины волны, что практически делает альтернативным их применение в области длин волн $\lambda > 3$ нм. Простейшей изображающей схемой является объектив Шварцшильда (ОШ), в классическом варианте образованный двумя сферическими (выпуклым и вогнутым) многослойными рентгеновскими зеркалами нормального падения. В такой схеме ОШ можно добиться компенсации осевых аберраций третьего порядка [6].

Несмотря на то что работы по ОШ для рентгеновской микроскопии идут уже довольно давно [7], достигнутое пространственное разрешение, на уровне 0,1 мкм, все еще заметно уступает разрешению, полученному с помощью ЗПФ, что также тормозило развитие направления МР-микроскопии.

Основными факторами, сдерживавшим развитие МР-микроскопии, являлись трудновыполнимые требования к форме поверхностей зеркал и аберрации объектива в целом. Согласно критерию Маршала для достижения дифракционного качества изображений корень квадратный из среднеквадратической аберрации проекционного объектива должен быть $RMS_{obj} < \lambda/14 \sim 0,15 - 0,30$ нм в МР-области. Необходимо отметить, что условие на RMS_{obj} носит интегральный характер, т.е. деформации волнового фронта проинтегрированы по всему спектру пространственных частот $10^{-6} - 10^3$ мкм⁻¹. Поэтому ключевыми стали проблемы измерения формы оптических поверхностей с чувствительностью на субангстремном уровне при абсолютной точности измерений на уровне 0,1 нм и изготовления таких оптических элементов. По сравнению с традиционной оптикой видимого и УФ-диапазонов для МР-диапазона характерны на 1–2 порядка более высокие требования к качеству поверхности и широкий, до 9 порядков, диапазон пространственных частот, в котором необходимо контролировать деформации поверхности (шероховатости). Кроме того, проблема существенно усложняется тем, что, как правило, оптика имеет асферическую форму.

Традиционные интерферометрические методы контроля формы (низкочастотные шероховатости) оптических поверхностей, использующие в качестве сравнения волновой фронт, образованный при отражении от эталонной поверхности, обладают высокой ($\lambda/1000$ и выше) чувствительностью к изменениям формы волновых фронтов, однако при этом абсолютная точность измерений реальной формы фронтов не превышает $\lambda/20 - \lambda/50$ [8] (λ – рабочая длина волны интерферометра). Это связано не только с качеством формы эталонной поверхности, но и с особенностями конструкции традиционных интерферометров, в которых световые пучки проходят через серию оптических элементов, набирая не контролируемым образом дополнительные набег фаз [9].

Применение традиционных методов измерения шероховатостей в средне- и высокочастотном диапазонах (атомно-силовая и оптическая интерференционная микроскопия, диффузное рассеяние жесткого рентгеновского излучения), также потребовало серьезной ревизии реальных возможностей этих методов при изучении супергладких поверхностей. В частности, в [10] был сделан вывод, что до сих пор отсутствуют универсальная методика и соответствующее оборудование, полностью удовлетворяющие требованиям для аттестации шероховатостей сверхточной изображающей оптики.

Для реализации возможности суперточных измерений формы оптических поверхностей по-

требовался отход от традиционной методики калибровки приборов с помощью эталонных поверхностей к развитию методов, работающих на основе фундаментальных физических принципов, когда основные характеристики прибора (метода) могут быть измерены в физически прозрачном эксперименте с возможностью провести достоверную оценку погрешностей измерений.

Для аттестации формы оптических поверхностей таким методом стала интерферометрия с дифракционной волной сравнения, предложенная в 1933 г. [11] и ставшая реально востребованной только в 1996 г. [12]. Принцип работы метода заключается в том, что эталонная сферическая волна формируется в результате дифракции света на малой апертуре. Простейшие расчеты показывают, что в пределах дифракционного максимума (угловая ширина максимума составляет $\approx \pm \lambda/d$, где d – диаметр отверстия) фазовая поверхность волны представляет собой «идеальную» сферу. В настоящее время в мире насчитывается около десятка подобных интерферометров с рабочими длинами волн 633; 530 и 13,5 нм. В [13] сообщается о достижении точности измерений аберраций волнового фронта на уровне 0,08 нм в числовой апертуре около $NA \approx 0,1$. К сожалению, приходится констатировать, что кроме работ [9, 13, 19] либо не приводятся данные по точности измерений, обеспечиваемой приборами, либо приводятся цифры без описания способа измерения точности и вызывающие серьезные сомнения.

Интерферометр с дифракционной волной сравнения пока не нашел широкого распространение в производственной практике ввиду сложности юстировки и неконтролируемого влияния аберраций первичной оптики на качество фронта дифрагированной волны. Наряду с техническими сложностями в [14] показано наличие серьезных физических ограничений на качество фронта дифракционной волны, вызванных взаимодействием вторичных волн с материалом экрана, в котором формируется эталонная волна. Это влияние усиливается при учете поляризации электромагнитной волны. Учет всех этих эффектов приводит к тому, что декларируемые на уровне 0,1 нм аберрации эталонной волны обеспечиваются в относительно малых, порядка 0,1, числовых апертурах. Поэтому при аттестации светосильных оптических элементов и систем приходится прибегать к процедуре «сшивки» результатов измерений по зонам, что усложняет процедуру измерений и приводит к дополнительным ошибкам.

Частично эти проблемы дифракционных интерферометров решаются путем применения в качестве источника эталонной сферической волны одномодовых волокон с уменьшенной до субволновых размеров выходной апертурой [15]. Экспериментальные исследования аберраций получаемой волны показали рекордно низкие значения при рекордно высоких числовых апертурах. На основе такого источника сферической волны был изготовлен вакуумный интерферометр [16], который уже более 3 лет успешно работает в ИФМ

РАН. В настоящее время на основе этого источника разрабатывается низкокогерентный вариант интерферометра с увеличенной до $NA=0,5-0,6$ числовой апертурой, в которой будет возможно изучение оптики с субнанометровой точностью.

Появление адекватной метрологии стало стимулом для развития методов изготовления оптики с субнанометровой точностью. Изготовление подобной оптики происходит в 2 этапа. На первом этапе с использованием стандартных методов полировки и аттестации формы и шероховатости производится изготовление супергладкой поверхности. На втором этапе производится коррекция (исправление) формы поверхности до субнанометровых точностей с помощью локального ионно-пучкового травления и/или вакуумного напыления тонких пленок. Последний метод востребован на начальных стадиях коррекции, когда запыляются глубокие «ямки», а также при «неглубокой», на уровне долей мкм, асферизации подложек.

Ключевым требованием к процессу коррекции является сохранение шероховатости на исходном, атомарно-гладком уровне. Это стимулировало широкий фронт исследований по изучению влияния параметров технологических процессов на шероховатость поверхности. Как показал анализ большого числа работ, полученные экспериментальные результаты носят весьма противоречивый характер, что отчасти связано с методами аттестации шероховатостей, которые используют авторы.

В этой связи следует отметить два качественных и наиболее достоверных метода, позволяющих оценить пригодность или непригодность подложки для напыления на них многослойных рентгеновских зеркал, – это анализ угловых зависимостей зеркальных коэффициентов отражения жесткого рентгеновского излучения [17] и напыление на поверхность короткопериодного многослойного зеркала, где эффект шероховатости подложки многократно усиливается. Тем не менее, так как эти методы имеют интегральный характер и не несут информацию о частотных свойствах поверхности, их можно использовать только как качественные, а также при возникновении конфликтных ситуаций (например, когда данные диффузного рассеяния рентгеновского излучения и атомно-силовой микроскопии резко расходятся). В целом можно констатировать, что на данный момент надежно отработаны методы ионно-пучковой коррекции таких материалов, как зеро-дур [18], кварц и Cr/Sc многослойная структура [19].

Интересные результаты, в том числе с эффектом полировки, получены при травлении монокристаллического кремния [20]. Однако вследствие анизотропии свойств монокристаллического кремния наблюдаются сильная зависимость шероховатости от угла падения ионов на поверхность, появление на поверхности волны (длина волны L), хоть и с низкой, доли нанометра, амплитудой (h), но приводящей к достаточно большой угловой ошибке ($h/L \sim 10^{-4}-10^{-5}$). Все это указывает на необходимость дополнительных исследований.

В настоящее время, по нашим данным, всем циклом технологий (метрология, суперполировка и коррекция формы), необходимых для создания подложек и проекционных объективов сверхвысокого разрешения, обладает только фирма ZEISS, частично – General optics (США) и Nikon (Япония). В лабораторном варианте эта технология существует в ИФМ РАН (Россия). К преимуществам технологически-измерительного комплекса, разработанного в ИФМ РАН, можно отнести наличие более светосильного интерферометра с дифракционной волной сравнения и технологий напыления высокоотражающих многослойных зеркал на весь диапазон МР- и ЭУФ-излучения. Например, в ZEISS существуют технологии напыления многослойных зеркал только на область 13,5 нм.

Отмеченный выше прогресс в области изготовления сверхточной оптики стал возможен, прежде всего, благодаря работам в области проекционной нанолитографии на длине волны 13,5 нм, призванной прийти на смену традиционной литографии на длине волны 193 нм, для массового производства чипов с технологическими нормами менее 32 нм и вплоть до 10 нм [21]. По сути, до настоящего времени в полном объеме технология изготовления сверхточной оптики востребована только в литографии. К настоящему времени в мире работают 3 литографические установки, прототипы промышленных установок (α -tools), обеспечивающие разрешение линий до 22 нм и кружков – до 32 нм. Для изучения фоторезистов и отработки процессов ЭУФ-литографии используются 3 стенда с двухзеркальными проекционными объективами с повышенной до $NA=0,3$ числовой апертурой.

В последнее время активно обсуждается новая рабочая длина волны для литографии в окрестности 6,7 нм [21, 22]. Однако уменьшение длины волны потребует совершенствования методов изготовления и тестирования оптики с более высокой точностью.

Еще одна область, где частично используются подобные технологии, – это астрофизические исследования. Значительный поток информации о физических процессах на солнце исследователи получают из анализа изображений солнца в линиях многозарядных ионов в ЭУФ- и МР-диапазонах. При этом ключевым звеном для решения целого ряда фундаментальных задач физики, в частности проблемы нагрева солнечной короны, проблемы триггеров солнечных вспышек и выбросов вещества и др., является пространственное разрешение, которое, по мнению исследователей, должно быть на уровне нескольких сотен километров, что соответствует угловым ошибкам на уровне $0,1''$.

В докладе предлагается использовать данную оптику для инспекции дефектов многослойных масок для ЭУФ- (13,5 нм) и МР- (6,7 нм) литографии. Приводится оптическая схема рентгеновского (ЭУФ) микроскопа, работающего на отражение.

Малая длина волны рентгеновского излучения в совокупности с новым типом источника рентге-

новского излучения – лазерами на свободных электронах – открывает новые возможности для изучения физики взаимодействия сверхсильных электромагнитных полей с веществом. В докладе показано, что уже на существующем лазере на свободных электронах FLASH (DESY, Гамбург) с использованием данной оптики можно достичь плотности мощности до $2,5 \cdot 10^{20}$ Вт/см², что уже превышает возможности традиционных фемтосекундных лазеров. Увеличение энергии электронов до 2,5 ГэВ, оптимизация полосы генерации, например проект лазера на свободных электронах NGL-2500 [23], а также увеличение числовой апертуры оптики до $NA=0,5$ позволят увеличить плотность мощности до $10^{22}-10^{23}$ Вт/см², что представляет значительный интерес для фундаментальной физики.

В заключение можно отметить, что благодаря колоссальному прогрессу последних лет в технологии напыления многослойных рентгеновских зеркал, в изготовлении и метрологии оптических элементов и систем дифракционного качества для МР- и ЭУФ-диапазонов появляется реальная возможность перенести практически весь арсенал методов управления световыми пучками, имеющийся в видимом диапазоне, в рентгеновский, что откроет принципиально новые возможности в науке, технике и технологиях.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 10-02-00957, 11-02-00597, 11-02-00961 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

1. Рентгеновская оптика и микроскопия : пер. с англ. / Под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. – М. : Мир, 1987. – 464 с.

2. *Chao, W.* Soft x-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm / *B.D. Harteneck, J.A. Liddle, E.H. Anderson, and D.T. Attwood* // *Nature Letters*. 2005. V. 435, № 30. P. 1210–1213.

3. *Rehbein, S.* Ultrahigh-high resolution soft X-ray microscopy with zone plates in high orders of diffraction / *S. Rehbein, S. Heim, P. Guttmann, S. Werner, and G. Schneider* // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 110801.

4. *Шамов, Е.А.* Многослойные рентгеновские зеркала малых (1.6–2.5 нм) периодов на основе Cr/Sc / *Е.А. Шамов, К.А. Прохоров, Н.Н. Салащенко* // *Поверхность*. 1996. № 9. С. 60–63.

5. *Andreev, S.S.* Short-period multilayer X-ray mirrors / *S.S. Andreev, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo et al.* // *Journal of Synchrotron Radiation*. 2003. V. 10, № 5. P. 358.

6. *Hoover, R.B.* / *R.B. Hoover, D.L. Shealy, D.R. Gabardi et al.* // *Proc. SPIE*. 1988. V. 984. P. 234.

7. *Lovas, I.* / *I. Lovas, W. Santy, E. Spiller et al.* // *Proc. SPIE*. 1981. V. 316. P. 90.

8. Website Zygo Corporation. <http://www.zygo.com>.

9. *Салащенко, Н.Н.* Физические ограничения точности измерений интерферометров с дифракционной волной сравнения / *Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало* // , *М.Н. Торопов, Н.И.*

Чхало // , *М.Н. Торопов, Н.И.*

G

□

□

□

~

Физико-технологические проблемы создания интегральных схем с минимальными размерами в глубокой суб-100 нм области

А.А. Орликовский, В.В. Вьюрков, В.Ф. Лукичев, К.В. Руденко

Физико-технологический институт РАН, Москва, Нахимовский пр., 34.
director@ftian.ru

В докладе обсуждаются

- проблемы достижения минимальных размеров (МР) в глубокой суб-100 нм области,
- проблемы энерговыделения и теплоотвода для ультрабольших интегральных схем (УБИС),
- эволюция структуры и проблемы моделирования характеристик МДП-нотранзисторов,
- проблемы многоуровневых соединений в процессорных УБИС,
- элементная база процессорных УБИС после МДП-транзистора.

Высокопроизводительная литография. В настоящее время среди возможных методов высокопроизводительной нанолитографии лидирующее положение занимает фотолитография. Современные полупроводниковые производства оснащены, так называемыми проекционными (с уменьшением изображения маски 4:1) степперами-сканерами с эксимерными лазерами на метастабильных молекулах KrF (248 нм) и ArF (193 нм) в качестве источников света. Пространственное разрешение в литографическом процессе можно оценить, используя формулу Рэлея $R = k_1 \lambda / NA$, где k_1 – коэффициент, отражающий несовершенство системы изображения, влияние дифракционных эффектов, несовершенство регистрирующей среды, NA – числовая апертура. В современных литографических процессах $k_1 \approx 0,25$ и $NA = 0,95$. При этом для длины волны 193 нм $R \approx 50$ нм ($\sim \lambda/4$). Существенное улучшение пространственного разрешения достигается применением иммерсионной нанолитографии. В таких литографах в тонкий промежуток между объективом и пластиной подается и отбирается вода. Поскольку NA пропорциональна коэффициенту преломления n среды между объективом и пластиной, n воды на длине волны 193 нм равен 1,436, числовая апертура для иммерсионного литографа составляет 1.35, что обеспечивает $R \approx 37$ нм ($< \lambda/5$). Перспективы улучшения пространственного разрешения иммерсионных литографов связывают с применением жидкостей с большими n , например, 1,6 (2-е поколение) и 1,8 (3-е поколение), что позволит улучшить R до 32 и 28 нм ($< \lambda/6,9$) соответственно. Значительное улучшение достигается применением процесса двойного экспонирования и проявления для топологических рисунков с плотно размещенными параллельными полосами. Это дает возможность для иммерсионного литографа улучшить R до 22 нм ($< \lambda/8,77$). Но это, к сожалению, предъявляет новые жесткие требования к точности совмещения (до 2 нм для МР = 32 нм и 1,5 нм для МР = 22 нм) и к точности воспроизведения МР на чипе (до

1 нм для МР = 32 нм и 0,5 нм для МР = 22 нм). Это становится стимулом создания оптических степперов с источниками света на коротких длинах волн в области экстремального ультрафиолета (ЭУФ), а именно, 13,5 и 6,7 нм. Прототипы степперов на $\lambda = 13,5$ нм уже созданы и находятся в стадии экспериментальной эксплуатации. Зеркальная оптика может обеспечить $NA = 0,25 - 0,4$, $k_1 = 0,6 - 0,4$ и соответственно $R = 32 - 12$ нм, т.е. такие степперы применимы для нескольких поколений МР в УБИС. Одной из главных проблем остается создание источника света на этой длине волны, который должен обеспечивать 120 Вт оптической мощности для резистов с чувствительностью 5 мДж/см². Важнейшей проблемой для столь малых МР остается также шероховатость края резиста после проявления.

Если для $\lambda = 13,5$ нм, достигнутый коэффициент отражения рентгеновских зеркал (сверхрешетки Mo/Si) является удовлетворительным и равен 0,7, то для $\lambda = 6,7$ нм (сверхрешетки La/B) пока полученные в экспериментах коэффициенты отражения не превышают 0,5. Тем не менее эта техника нанолитографии активно развивается, в том числе с участием отечественных исследовательских центров (ИФМ РАН, ИС РАН, ТРИНИТИ и ФТИ им. А.Ф. Иоффе).

Плазменные процессы в кремниевой нанoeлектронике. После каждого процесса литографии следуют 1 или 2 процесса плазменного наноструктурирования: изотропное или анизотропное травление, плазмостимулированное осаждение тонких слоев, плазмоиммерсионная имплантация (в разработках) и очистка поверхности от органических и металлических загрязнений. Здесь излагается опыт ФТИАН в разработках широкоапертурных источников плотной плазмы (с индуктивной связью и микроволновых), методов и средств характеристики плазмы, плазмохимических автоматизированных установок и, наконец, в создании процессов травления, осаждения и имплантации, а также мониторинга процессов методами оптической эмиссионной спектроскопии, спектральной эллипсометрии, динамического зонда Ленгмюра. Получены рекордные значения равномерности потоков плазмы (с плотностью до $3 \cdot 10^{12}$ см⁻³) на большие пластины, наноразмерные затворные структуры, супермелкозалегающие $p-n$ -переходы и т. п.

Проблемы энерговыделения и теплоотвода для УБИС. Эта проблема для МДП-интегральных схем известна давно, но с увеличением сложности УБИС становится критичной. Например, в соот-

ветствии с законом Мура число транзисторов в процессорных УБИС к 2015 году достигнет $5 \cdot 10^9$. Потребляемая КМОП УБИС мощность пропорциональна частоте. Оценка показывает, что если частоту избрать равной 10 ГГц, то УБИС с числом транзисторов $5 \cdot 10^9$ будет потреблять мощность 2,5 кВт, которая выделяется в виде тепла. Методы воздушного охлаждения позволяют отводить 60–85 Вт/см², а рекордно эффективное прямое охлаждение кристалла процессора водой микроструями через $5 \cdot 10^4$ микроканалов диаметром 30–50 мкм (IBM, Power 6, 65 нм) – 400 Вт/см². Поэтому рабочие частоты процессоров избираются, по крайней мере, на порядок меньшими, а необходимая производительность обеспечивается архитектурными методами (многоядерные процессоры).

Эволюция структуры и проблемы моделирования характеристик МДП-нанотранзисторов. «Золотое время масштабирования МДП-транзисторов» закончилось в 1999 г., когда микроэлектроника преодолела рубеж $M_P = 100$ нм и стала нанoeлектроникой. Далее обсуждается эволюция структуры МДП-транзистора с уменьшением M_P от 65 до 22 нм. Показано, что МДП-транзистор с $M_P = 22$ нм (длина канала около 10 нм) должен быть реализован в ультратонком (примерно треть длины канала) кремнии на изоляторе (КНИ) с металлическими затворами и двуокисью гафния в качестве подзатворного диэлектрика. Такой транзистор обладает меньшими токами утечки, имеет почти идеальный наклон подпороговых характеристик (~60 мВ/дек) и меньшие значения емкостей p – n -переходов. На характеристики транзистора со столь малыми размерами существенное влияние оказывают квантовые эффекты. Это эффекты, связанные с поперечным квантованием носителей в канале, квантово-механическое отражение и интерференция при продольном движении электрона в канале, прямое туннелирование между областями стока и истока и др. Последний из упомянутых эффектов является, по существу, «эффектом-убийцей», так как при длине канала 5 нм плотность тока туннелирования достигнет 10^6 А/мкм ширины канала и для числа транзисторов на кристалле $5 \cdot 10^{10}$ (как диктует закон Мура) добавит 750 Вт рассеиваемой мощности на кристалл.

«Квантовость» транзистора обязывает использовать квантовое моделирование на основе решения уравнения Шредингера. В разработанной нами модели мы использовали формализм Ландауэра – Бюттикера и модифицированный нами метод T -матриц. На этой основе во ФТИАН разработан эффективный алгоритм расчета ВАХ КНИ-транзистора. В докладе приводятся иллюстрации влияния на ВАХ одиночных случайных примесей в нелегированном канале и шероховатостей границ «диэлектрик-кремний». Показано, что разброс ВАХ, вызванный такими неоднородностями, не является катастрофическим и может удерживаться на уровне 5 – 20%.

И все же длина канала 6 нм, по-видимому, станет предельной для классического МДП-транзистора (даже со столь привлекательной КНИ-струк-

турой). Рядом зарубежных групп и нами изучаются возможности туннельного транзистора со структурой МДП. В нашем представлении это транзистор с контактами Шоттки областей стока и истока с нелегированным каналом. Туннельный транзистор имеет экстремально высокий подпороговый наклон, прост в изготовлении, на его основе возможно создание схем, подобных КМОП. Если последующие исследования подтвердят возможность реализации схем на туннельных транзисторах, длину канала МДП-туннельного транзистора можно будет уменьшать вплоть до 2 – 1,5 нм.

Обсудим возможность создания полевых нанотранзисторов на углеродных нанотрубках (УНТ) и нанотранзисторов с графеновым каналом. Что касается УНТ, то главными препятствиями их применения в УБИС являются отсутствие технологии получения большого (10^9 – 10^{10}) числа одинаковых коротких УНТ в нужных местах, трудности в создании хороших омических контактов с материалами стока и истока и др. С созданием графеновых каналов ситуация является более благоприятной. Предложены методы получения однородного графенового слоя на относительно больших пластинах, например, карбида кремния. В графене, как и в УНТ, обнаружена высокая подвижность порядка 10^5 см²/В·с при комнатной температуре. Это открывает перспективу создания сверхскоростных нанотранзисторов для аналоговых схем. Применение в логических схемах остается проблематичным из-за низкого отношения токов нанотранзистора в открытом и закрытом состояниях (10 – 100). Это связано с отсутствием у графена запрещенной зоны. Тем не менее возможность образования запрещенной зоны в графеновых структурах есть. Это двухслойные графены и «графеновые ребра». Нами показано, что в баллистических полевых транзисторах с каналом из двухслойного графена может проявляться скачок проводимости при низких температурах. В данном случае эффект обусловлен особенностями зонной структуры двухслойного графена. Построена модель и рассчитаны вольт-амперные характеристики транзистора. Показано, что при комнатной температуре транзистор обладает высокой крутизной в открытом состоянии, на порядок превосходящей крутизну кремниевых полевых нанотранзисторов на тонком нелегированном слое кремния.

Проблемы создания многоуровневых соединений УБИС. Современные системы многоуровневых соединений в УБИС могут содержать до 10 слоев. Это сложные системы, включающие проводящие соединения (в настоящее время медь), диэлектрики с низкой диэлектрической проницаемостью (“low- k ”), барьерные слои, стоп-слои и др. Проблема заключается в необходимости минимизации потерь, задержек в соединениях, обеспечения надежности соединений и контактов. С уменьшением ширины проводников, например от 100 нм до 10 нм, сопротивление медного соединения растет более чем в 3 раза. Сопротивление зависит также и от аспектного отношения (высота к ширине), что требует утолщать прово-

дящие дорожки. Задержки в глобальных соединениях (верхние уровни) растут почти в 10 раз при $MP = 22$ нм по отношению к $MP = 90$ нм. Оптимизация требует также минимизации наведенных сигналов в параллельных и перекрестных соединениях. Амплитуда помехи может составлять заметную долю полезного сигнала. Уменьшение амплитуды помех требует усложнения технологии, а именно, включения воздушных зазоров (пустот) между проводниками в одном слое. Электромиграция в проводниках (при плотностях тока $> 10^5 - 10^6$ А/см²) приводит к образованию микрополостей в местах соединения контактного столбика, эрозии торца проводящей линии и образованию микрополостей на границах проводящих линий с изолирующим диэлектриком (вглубь линии). Эта проблема требует строгого моделирования процессов электромиграции. Такое моделирование выполнено во ФТИАН.

В докладе обсуждаются также альтернативные методы соединений: так называемые 3D-соединения между утоненными кристаллами, объединенными в 3D-сборки, оптические на верхнем глобальном уровне (например, между ядрами многоядерного процессора), СВЧ через приемно-передающие антенны, размещаемые на кристаллах.

После КМОП. Одним из способов уменьшить число КМОП-вентилей на кристалле является применение матричных логических узлов («crossbar» архитектура, высказанная К.К. Лихаревым; «SMOL» – с молекулярными слоями между слоями перекрестных соединений). Не ослабевает ин-

терес к одноэлектронным транзисторам, принцип действия которых основан на одноэлектронном туннелировании и эффекте кулоновской блокады (К.К. Лихарев и Д.В. Аверин, 1986 г.). В 1996 г. впервые создан одноэлектронный молекулярный нанокластерный транзистор, работающий при комнатной температуре (С.П. Губин, В.В. Колесов, Е.С. Солдатов, А.С. Трифонов, В.В. Ханин, Г.Б. Хомутов и С.А. Яковенко). Одноэлектронные приборы обладают очень высоким быстродействием (в пределе это время туннелирования одного электрона) и очень низким энергопотреблением (порядка 10^{-8} Вт). Исследуются также молекулярные, в том числе одномолекулярные транзисторы, привлекательность которых заключается прежде всего в полной идентичности размеров молекул определенного типа, т. е. 100%-ная воспроизводимость их размеров. Однако в этой области пока больше вопросов, чем ответов.

Если действие закона Мура продлить вплоть до 2030 г., то достижимый MP станет равным приблизительно размеру одного атома. Это означает, что получит реальное развитие квантовая информатика (квантовые компьютеры, квантовая связь и др.). В производство войдут моноатомные технологии. Внедрение квантовых компьютеров в дополнение к классическим суперкомпьютерам позволит решать многочастичные задачи квантовой физики и квантовой химии и многие другие, недоступные даже мыслимым классическим суперкомпьютерам, что чрезвычайно важно для развития цивилизации.

Сканирующая зондовая микроскопия и технологии создания функциональных наноструктур

А.В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск.

²Новосибирский государственный университет, 630090, ул. Пирогова 2, Новосибирск.

e-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru

Одним из важнейших условий успешного развития нанотехнологий является опережающее развитие диагностических методов и метрологического обеспечения измерений, что требует проведения фундаментальных исследований в области нанодиагностики и нанометрологии, которые оказываются взаимосвязанными. В метрологическом обеспечении нуждаются как сам технологический процесс создания наноструктур, так и процесс измерения их параметров. В нанодиапазоне из-за квантового характера взаимодействия измерительного средства с объектом измерения становится трудно отличить эффекты возмущения, вносимые процессом измерения, от собственно измерений. Поэтому характеристики и свойства наноструктур, создаваемых с помощью нанотехнологий, предъявляют особые требования к применяемым средствам измерений и их метрологическому обеспечению.

Эти средства измерений должны обладать новыми функциональными возможностями, расширенными диапазонами измерений и повышенной точностью, что ужесточает требования к уровню обеспечения единства измерений. Это обуславливает необходимость создания первичных эталонов с помощью высокоразрешающих литографических технологий [1], а также на основе использования элементарного рельефа поверхности (например, моноатомных ступеней [2]), размеры которых привязаны (traceable) к природным фундаментальным константам (кристаллографическим параметрам кристаллов, например, кремния [3]). В последнем случае остро встает проблема сертификации природных констант, которая в настоящий момент не решена.

Представлен обзор работ по развитию методов сканирующей зондовой и электронной микроскопии для визуализации атомных ступеней, монослойных покрытий и нанокластеров на поверхности кристалла, а также технологии изготовления функциональных поверхностных структур с регулируемыми свойствами. Актуальной задачей для развития функциональных материалов является не только совершенствование технологий их создания, но и комплексная диагностика, которая позволяет проводить прецизионное измерение с точностью до долей нанометров, геометрических параметров этих материалов. Применение взаимодополняющих высокоразрешающих диагностических методов обеспечивает получение принципиально новых знаний о процессах формирования наноструктур и расширяет возможности управления структурным совершенством функциональ-

ных низкоразмерных систем. Представлены результаты по формированию монослойных, упорядоченных субмонослойных покрытий и нанокластеров на поверхности кремния с моноатомными ступенями. На основе полученных результатов уточнен ряд параметров, характеризующих элементарные взаимодействия на поверхности кремния, и выработаны рекомендации по улучшению структурного совершенства границ раздела в гетероэпитаксиальных системах.

Приведен обзор результатов исследования моноатомных ступеней на поверхностях кремния с помощью *in situ* метода отражательной электронной микроскопии в сверхвысоком вакууме и атомно-силовой микроскопии в различных модах. Приведены данные об атомных механизмах, протекающих на поверхности кристаллов кремния, при гомо- и гетероэпитаксии, сублимации, термическом отжиге, адсорбции примеси, газовых реакциях на поверхности, фазовых переходах, окислении и травлении. Получены количественные данные об атомных процессах на поверхности из анализа поведения моноатомных ступеней, в том числе о характерных временах установления квазиравновесия, диффузионной длине и концентрации адсорбированных атомов.

Развитие сканирующей зондовой микроскопии не только позволило исследовать структуру поверхности кристаллов с атомным разрешением, но и создать комплекс диагностических методов активно используемых при создании функциональных наноструктур на поверхности твердых тел. Повышение требований к точности в нанометровом диапазоне размеров требует обеспечение единства измерений на основе калибровочных мер в указанном диапазоне, проблема создания которых обсуждается в данной работе [4]. Проблема обеспечения единства измерений в нанотехнологиях решается посредством создания калибровочных мер нанометрового диапазона в виде специально подготовленных образцов с периодическим геометрическим рельефом, созданным литографией. Однако уменьшение характерных размеров калибровочной меры до единиц или долей нанометров значительно усложняет создание периодического рельефа литографическими методами с достаточной точностью и воспроизводимостью, особенно в направлении *z*-координаты.

Для проведения экспериментов в атмосферных условиях были использованы атомно-силовые микроскопы Solver P-47H, P47Pro, Next, Ntegra (NT-MDT), которые для улучшения разрешения и воспроизводимости эксперимента были помещены

в специальную изолированную от электромагнитных помех, заземленную виброшумозащитную ячейку. Для контроля толщины адсорбированного на поверхности исследуемых образцов слоя воды, который оказывает существенное влияние на получаемую информацию, ячейки были дополнены системой управления влажностью, которая позволяла изменять относительную влажность воздуха в зоне образец – зонд от 25 до 85 % в термостатированных условиях. Держатель образцов имел контактную площадку для соединения образца с электрической схемой микроскопа, которая была адаптирована для подачи дополнительной разности потенциалов зонд – образец до 50 В.

Полученные данные об атомных процессах на поверхности кремния позволили не только оптимизировать условия получения функциональных полупроводниковых структур на основе традиционных кремниевых технологий, но создали предпосылки для формирования наноструктур на основе обнаруженных эффектов самоорганизации на поверхности кремния. Так, например, с помощью ионно-лучевого травления низкоэнергетичными ионами аргона и последующего контролируемого термического отжига в сверхвысоком вакууме на поверхности подложки кремния (111) формировались концентрические ступени, ограничивающие отрицательные двумерные островки. На основе исследований кинетики разрастания сформированных концентрических двумерных отрицательных островков разработан метод создания на поверхности кремния (111) широкой (диаметром до 130 мкм) атомно-гладкой террасы.

Для проверки нелинейности сканера (систематической ошибки измерения) были изготовлены подложки кремния с большими атомно-гладкими участками. Шероховатость (модульное отклонение от идеальной плоскости) такого атомно-гладкого участка составила величину менее 0,05 нм. Рисунок 1, а демонстрирует топографические АСМ-изображения участка поверхности кремния (111), содержащего атомно-гладкую область с латеральным размером 70 мкм. Последовательное накопление таких сканов с разворотом образца

позволило выявить систематическую ошибку сканера атомно-силового микроскопа (рис. 1, в).

Традиционно для z -измерений в нано- и субнанометровом диапазоне используются атомные ступени на поверхности графита или слюды, которые возникают при их скалывании или расслоении. Однако скалывание не позволяет воспроизводимо получать массивы ступеней с заданным распределением и большими атомно-гладкими террасами. Использование эффекта самоорганизации на атомно-чистой поверхности кремния (111) при прогреве в СВВ ОЭМ, как показано выше, позволяет создавать участки поверхности с заданной плотностью моноатомных ступеней и расстоянием между ними (десятки микрон), высота которых составляет одно межплоскостное расстояние, в том числе и после формирования пленки естественного оксида [5].

Дополнительно, используя эффекты самоорганизации на атомно-чистой поверхности, можно создавать эшелоны со счетным количеством моноатомных ступеней, которые также могут использоваться при калибровке АСМ. Высота такого эшелона кратна числу моноатомных ступеней в нем и, следовательно, зная высоту отдельной ступени, может быть измерена в АСМ с очень высокой точностью (рис. 2). Для примера мы измерили высоту эшелона, содержащего 28 ступеней с расчетной высотой $28 \times 0.314 = 8.792$ нм. Высота эшелона при АСМ-измерении оказалась равна 8.82 нм, то есть точность измерения составила 0.34%. В настоящее время разрабатывается тест-объекты на основе эшелонированной поверхности кремния (111) для калибровки АСМ в диапазоне 0.3–100 нм. Рисунок 2 демонстрирует два таких тест-объекта с высотой 5.03 и 22.03 нм.

С целью изучения процессов начальных стадий окисления атомно-чистых кремниевых подложек с малой плотностью атомных ступеней, проведены прецизионные измерения, выполненные с помощью атомно-силовой, просвечивающей и высокоразрешающей электронной микроскопии. Оптимизированы условия создания функциональной титановой пленки на поверхности кремния, воспроизводящей монослойный рельеф подложки.

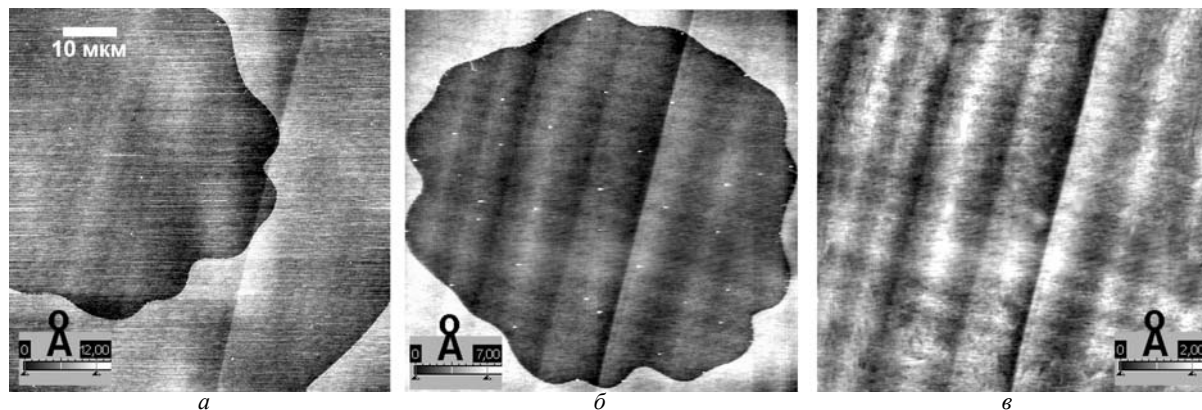


Рис. 1. Топографические АСМ-изображения участка поверхности кремния (111), содержащего атомно-гладкую область с латеральным размером 70 мкм (а, б), полученные со сдвигом и поворотом, в – АСМ-изображение образа ошибки сканера атомно-силового микроскопа, полученное последовательным сложением множества топографических АСМ-изображений, подобных а и б. Спектр высот демонстрирует максимальный перепад высот на изображении образа ошибки сканера 0.2 нм

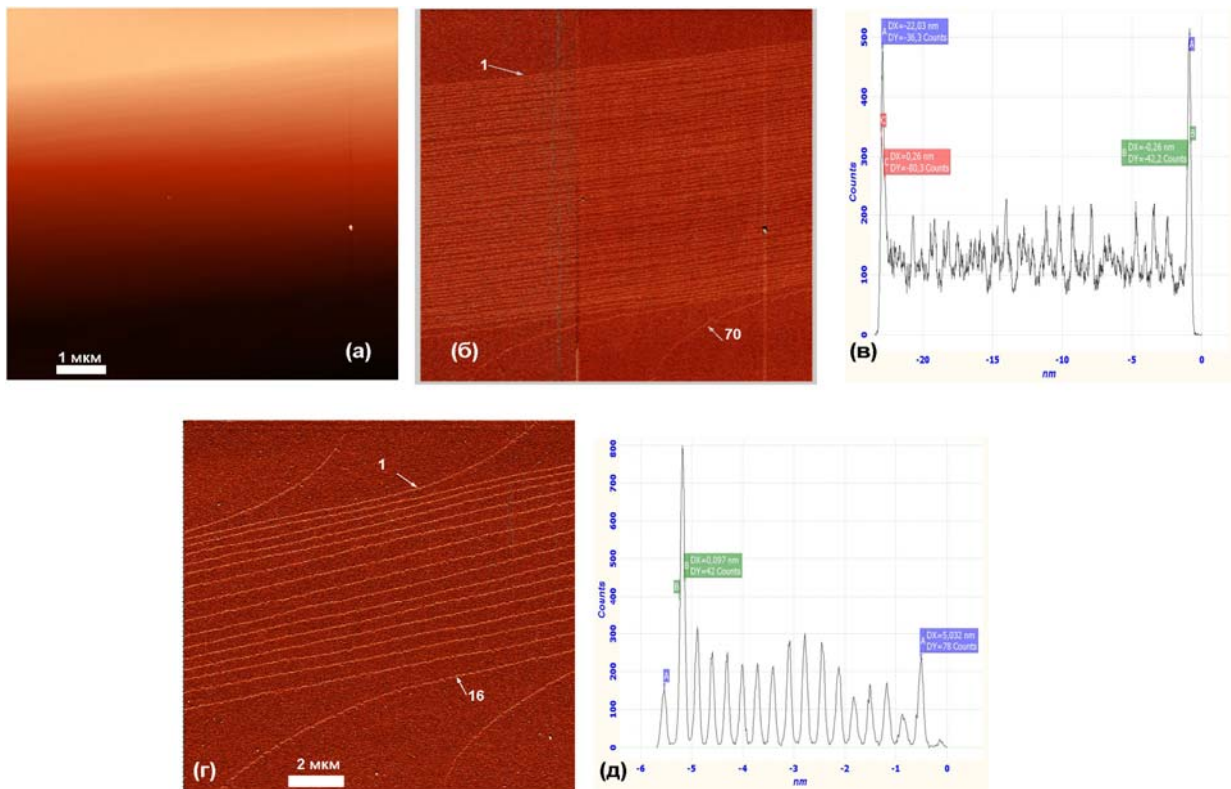


Рис. 2. Топографическое (а) и фазовое (б) АСМ-изображения участка поверхности кремния (111), содержащего 70 моноатомных ступеней высотой в 0.31 нм, разделяющих атомно-гладкие террасы; в – распределение точек по высоте топографического АСМ-изображения, перепад высот между крайними атомно-гладкими участками составил 22.03 нм, ошибка определения высоты 0.13 нм), г – фазовое АСМ-изображение участка поверхности кремния (111), содержащего 18 моноатомных ступеней высотой в 0.31 нм, д – распределение точек по высоте – перепад высот между ограниченными стрелками атомно-гладкими участками составил 5.03 нм, ошибка определения высоты 0.04 нм

Для измерения методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ) высоты моноатомной ступени и точности ее репликации оксидным слоем мы использовали поперечные срезы эшелонированной поверхности, которые были приготовлены по стандартной технологии склеивания двух поверхностей лицом к лицу и последующего травления тонкого среза склейки сфокусированным ионным пучком.

Для ВРЭМ измерений использовался электронный микроскоп JEM-4000EX с ускоряющим напряжением 400 кэВ, который характеризуется пространственным разрешением по точкам 0.16 нм и по линиям 0.1 нм. Чтобы визуализировать оксидную ступеньку, на исследуемую поверхность перед изготовлением поперечного среза был дополнительно нанесен слой титана толщиной 9 нм.

Исследования показали, что визуализация моноатомной ступени на поверхности кремния (кремниевой ступени) и оксида сильно зависит от толщины области, просвечиваемой электронами. Первая хорошо видна в очень тонком образце (~10 нм), тогда как вторая визуализируется лишь в толстом образце (~30 нм) за счет различия в поглощении электронов в оксидной и титановой пленке. В последнем случае, за счет исключительной гладкости границы раздела кремний – оксид и наличия слабых деформаций,

возникает скачок контраста на кремниевой ступени, так что ее высота также может быть измерена. Измерено, что высота кремниевой ступени соответствует величине расстояния между плоскостями (111) в объеме кремния с точностью, достижимой при рутинном анализе ВРЭМ-изображений.

Цифровой анализ ВРЭМ-изображения, полученного в толстом кристалле, позволяет не только существенно повысить точность измерения высоты кремниевой ступени, но и измерить высоту оксидной ступени. Расчетный фурье-спектр ВРЭМ-изображения от кристалла кремния показывает, что параметры кремния могут быть измерены с точностью ± 0.001 нм, т. е. высоты обеих ступеней на поверхности кремния и оксидном слое могут быть измерены с такой же точностью. На профилях интенсивностей, взятых справа и слева от ступени перпендикулярно поверхности, слой оксида визуализируется в виде высокого сдвоенного пика с последующим провалом, соответствующим положению границы раздела оксид – кремний. Поэтому смещение этих пиков на совмещенных профилях показывает высоту моноатомной ступени, которая равна 0.314 ± 0.001 нм. При этом мелкие пики от кристаллической структуры кремния на наложенных профилях совпадают с большой точностью. Результаты измерений свидетельствуют, что в пределах точности изме-

рений высота моноатомной ступени на поверхности кремния и оксидном слое совпадает [6].

Установлено, что высота моноатомной ступени на поверхности кремния (111), покрытой тонким естественным оксидом, по данным высоко-разрешающей просвечивающей электронной микроскопии составляет 0.314 ± 0.001 нм. Такая же точность измерений достигнута в АСМ на специально созданных, на основе управления рельефом поверхности кремния, прогревом в сверхвысоком вакууме, тест-объектах с расстоянием между ступенями около 2 мкм.

Полученные функциональные подложки кремния с низкой плотностью моноатомных ступеней, распределение которых задается эффектами кинетической нестабильности поверхности кремния в условиях прогрева прямым пропусканием электрического тока, могут быть использованы для

решения проблем метрологии и диагностики различных наноструктур.

1. *Тодуа П.* Нанотехнологии. Нанометрология и стандартизация // Наноиндустрия. 2009. №2. 32.

2. *Латышев А.В.* Диагностика и литография полупроводниковых структур для наноэлектроники // Российские нанотехнологии, т.3, №5-6, с.78-96.

3. *Martin J. et al.* The silicon lattice parameter – an invariant quantity of nature? // Metrologia. 1998. **35**. 811.

4. <http://www.ntmdt-tips.com/catalog/test-s/products/STEPP.html>

5. *Федина Л. И., Щеглов Д. В., Гутаковский А. К., Косолобов С.С., Латышев А.В.* Прецизионные измерения параметров наноструктур // Автометрия. 2010. 46, 4. С. 5–18.

6. *Fedina L.I., Sheglov D.V., Kosolobov S.S., Gutakovskii A.K. and Latyshev A.V.* Precise surface measurements at the nanoscale // Meas. Sci. Technol. (2010) 21, 054004, p. 1-6.

Управление спиновой релаксацией электронов в широкой GaAs-квантовой яме с помощью внешнего латерально локализирующего электрического поля

А.В. Ларионов¹, А.В. Секретенко¹, А.И. Ильин²

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка.

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка.
e-mail: laronov@issp.ac.ru

Управление спиновыми степенями свободы электронов и дырок в полупроводниковых наноструктурах является одним из приоритетных направлений спинтроники. Настоящая работа продолжает исследования, начатые в работе [1] и направленные на изучение спиновой динамики электронов, помещенных в массив специфических потенциальных ям, регулярно расположенных в плоскости GaAs-квантовой ямы (КЯ). Создание ансамбля таких точечных потенциалов, в пределах квантоворазмерных, может явиться новым классом индуцированных квантовых точек (ИКТ). Вместе с использованием высококачественных GaAs КЯ это представляет хорошую перспективу для практического использования ИКТ как базового элемента для создания ячеек спиновой памяти.

Эксперименты проводились на GaAs/AlGaAs-гетероструктуре с одиночной широкой 25 нм GaAs-квантовой ямой. Структура представляла собой шоттки-фотодиод, в котором роль внутреннего электрода выполняла легированная кремнием 30 нм GaAs КЯ, а внешним шоттки-затвором служил специальный электрод с регулярным ансамблем микронных отверстий (мозаичный электрод). Электрическое смещение прикладывалось между внутренним электродом и внешним шоттки-затвором. Мозаичный электрод размером 100×100 мкм с рамкой шириной 100 мкм были сделаны из золотой пленки толщиной 900 нм. Изготовление структуры осуществлялось методами электронной литографии с использованием технологии "lift of" и электронного микроскопа (SEM EVO-50), оборудованного программно-аппаратным комплексом Nanomaker. Размер отверстий мозаичного электрода составлял примерно 1.7 мкм, а расстояние между центрами отверстий и границами отверстий – 2.1–2.2 мкм и 0.35–0.45 мкм соответственно (рис.1). Для проведения сравнительных измерений к общей структуре также был присоединен полупрозрачный электрод из золота толщиной примерно 20 нм.

Исследуемый образец помещался в магнитный оптический криостат с соленоидом до 6 Тл, в поперечной геометрии магнитного поля (геометрия Фойгта) при 2 К. Конструкция держателя образца позволяла менять направление между напряженностью магнитного поля и кристаллографическими осями кристалла с точностью 2 градуса. Изучение спиновой динамики электронов в гетерост-

руктуре с мозаичным электродом на поверхности проводилось с помощью метода времязрешенного магнитооптического эффекта вращения Керра в геометрии эксперимента накачки-зондирования. Для фотозвозбуждения использовался импульсный 80 МГц титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 10 пс и спектральной шириной импульса на половине высоты 0.1 нм. Циркулярно поляризованный импульс накачки создавал в образце спиновую ориентацию, регистрировавшуюся по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пробного пучка. Измерения проводились в спектрально вырожденном режиме, при котором длина волны накачивающего и пробного лазерных пучков совпадала. При регистрации сигнала использовалось двойное синхронное детектирование, позволявшее эффективно подавлять паразитный сигнал, создаваемый рассеянным от мозаичного электрода светом накачки. Механическая линия задержки позволяла производить измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6 нс, с шагом 10 пс.

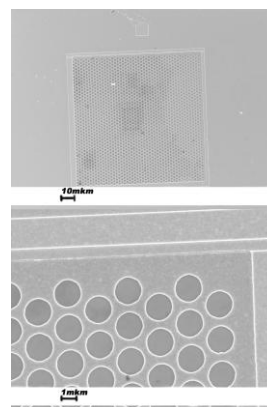


Рис. 1. Снимки мозаичного электрода, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа при разном увеличении (1 и 10 мкм)

На рис. 2 продемонстрирована динамика спиновой поляризации электронов при различных напряжениях смещения, прикладываемых к мозаичному (рис. 2, *a*) и полупрозрачному (рис. 2, *b*) электродам, полученная в магнитном поле 0.75 Тл и 1Тл. Измерения на мозаичном электроде производились при фиксированной энергии лазерного возбуждения, спектрально совпадающей с поло-

жением 1sHH экситона ($E \sim 1520$ мэВ). Керровский сигнал с полупрозрачного электрода был получен при энергии лазерного возбуждения, соответствующей высокоэнергетическому краю линии ФЛ непрямого экситона. Измерялась зависимость амплитуды сигнала керровского вращения от временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки.

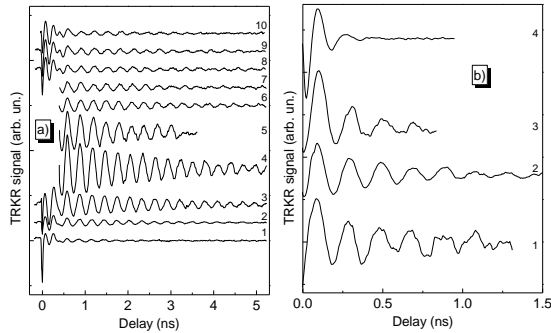


Рис. 2. Керровский сигнал от мозаичного (a) и полупрозрачного (b) электродов, записанный при $B=0.75$ и 1 Тл соответственно как функция приложенного смещения. Цифры на рис. (a) соответствуют приложенным смещениям в интервале от -1.5 до -2.4 В с шагом 0.1 В и на рис. (b) смещениям 0.77, 0.36, 0.27 и 0.14 В

Эксперименты показали, что керровский сигнал с полупрозрачного электрода существует лишь в небольшой области приложенного смещения положительной полярности, в которой максимальное время жизни электронного спина составляет около 0.5 нс. В то же время керровский сигнал с мозаичного электрода возникает при больших (>-1.5 В) отрицательных смещениях, существует в более широкой области приложенных смещений и соответствует времени жизни спина электрона большому на порядок величины (около 4 нс).

Наблюдаемые в керровском сигнале периодические осцилляции возникают благодаря прецессии когерентно выстроенных электронных спинов относительно внешнего магнитного поля. Частота прецессии определяется как $\Omega_L = \Delta E = \mu_B g_e^{xy} B$. Здесь ΔE – электронное спиновое расщепление в зоне проводимости, g_e^{xy} – g -фактор электрона в плоскости квантовой ямы. По литературным данным хорошо известно, что g_e^{xy} в данных структурах почти на порядок величины превосходит g_h^{xy} и время спиновой релаксации дырок существенно короче, чем для электронов. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемые в эксперименте квантовые биения происходят между спиновыми состояниями электронов.

Свидетельством возникновения сильного трехмерного конфайнмента для электронов в отверстиях мозаичного электрода является магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина (рис. 3). На рис. 3, a приведены керровские кривые для фиксированного приложенного смещения к мозаичному электроду как функция внешнего магнитного поля (показано на рис. цифрами). Экспериментальные результаты хорошо ложатся на прямую, которая аппроксимирует зна-

чение обратного времени жизни электронного спина как функцию магнитного поля и определяется выражением: $T^{-1}_S = T^{-1}_0 + 80\Delta g B$, здесь $T^{-1}_0 = 0.33$ нс $^{-1}$ – обратное время жизни электронного спина, не зависящее от магнитного поля и определяемое временем электронной спиновой релаксации и временем ухода электронов; $\Delta g \sim 1.5 \times 10^{-3}$ – разброс g -фактора электрона; 80 – константа с размерностью Тл/нс. Такая зависимость для обратного времени жизни электронного спина является довольно характерной для самоорганизующихся квантовых точек [2] и для квантовых ям с большой амплитудой случайного потенциала, локализирующего электроны [3]. В нашем случае изменение (уменьшение) времени жизни электронного спина составляет около двух раз, что вполне может определяться небольшим (порядка 5%) разбросом отверстий мозаичного электрода.

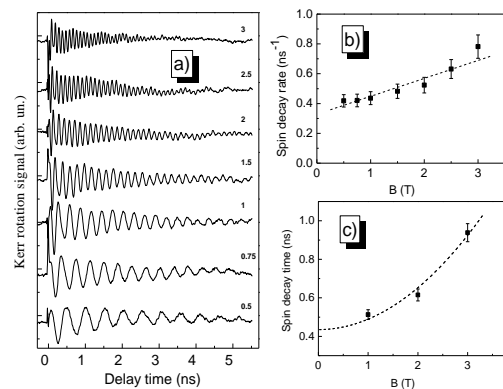


Рис. 3. (a) Керровский сигнал от мозаичного электрода, записанный при фиксированном приложенном смещении $U = -1.7$ В как функция внешнего магнитного поля (цифры рядом с кривыми). (b) Магнитополевая зависимость обратного времени жизни электронного спина. Пунктирная прямая – результат линейной аппроксимации. (c) Магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина для полупрозрачного электрода. Пунктирная кривая приведена для удобства

Таким образом, в данной работе была исследована спиновая динамика электронов в широкой GaAs/AlGaAs-квантовой яме со специально подготовленным на поверхности мозаичным электродом. Найдено, что время жизни электронного спина возрастает на порядок величины в структуре с мозаичным электродом. Полученные значения g -фактора электрона в плоскости квантовой ямы и магнитополевая зависимость времени жизни электронного спина свидетельствуют о возникновении сильного трехмерного конфайнмента в центре отверстия мозаичного электрода. Была также обнаружена большая анизотропия g -фактора электрона g_e^{xy} и времени жизни электронного спина.

1. P.B. Чербуни и др. //ФТТ. 2009. Т. 51. С.791–794.
2. A. Greilich and anoth., // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 227401.
3. A.V. Larionov, L.E. Golub, A.V. Sekretenko, M.M. Glazov // Proceedings of 16th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”. 2010.

Управление поляризацией излучения квантовых точек при помощи слоя хирального фотонного кристалла

С.В. Лобанов^{1,2}, Т. Weiss^{3,4}, Н.А. Гиппиус^{1,3}, К. Konishi^{5,6}, М. Kuwata-Gonokami^{6,7}, С.Г. Тиходеев^{1,2}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1, Москва.

³ LASMEA, University Blaise Pascal, Avenue des Landais, 24, Aubiere Cedex, France.

⁴ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany.

⁵ Department of Applied Physics, The University of Tokyo and Core Research for Evolutional Science and Technology (CREST), 113-8656, Tokyo, Japan.

⁶ Photon Science Center, The University of Tokyo, 113-8656, Tokyo, Japan.

⁷ Department of Physics, The University of Tokyo, 113-0033, Tokyo, Japan.

e-mail: tikh@gpi.ru

В докладе анализируется возможность управления поляризационным состоянием оптического излучения квантовых точек, помещенных внутри хиральной фотонно-кристаллической структуры. Такая возможность возникает за счет того, что вследствие пониженной симметрии хирально-модулированного слоя локальное электромагнитное поле резонансных мод в нем теряет зеркальную симметрию. В результате излучение линейно-поляризованных дипольных источников, находящихся в таком локальном окружении, может остаться циркулярно поляризованным даже после усреднения по случайным направлениям и положениям диполей. Знак и степень циркулярной поляризации определяется формой хиральной модуляции структуры и зависит от частоты и направления оптического излучения.

Теоретически поляризационные характеристики оптического излучения точечных дипольных источников внутри хирально-модулированных систем могут быть рассчитаны как непосредственно решением уравнений Максвелла с точечным дипольным источником [1], так и путем использования электродинамического принципа взаимности [2], сводящего задачу об излучении точечного диполя в дальней волновой зоне в данном направлении к задаче расчета локального электромагнитного поля волны, падающей на систему в обратном направлении. Последнее можно легко сделать, используя, например, метод оптической матрицы рассеяния [1, 3–5].

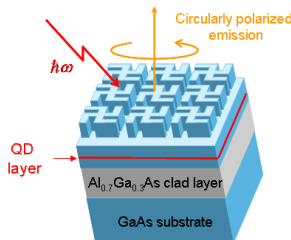


Рис. 1. Схематическое изображение структуры, состоящей из планарного массива InAs квантовых точек (quantum dots, QD) внутри GaAs-волновода на толстом подстилающем AlGaAs-слое. Верхняя часть GaAs-волновода представляет собой двумерно-периодический хиральный фотонный кристалл в виде квадратной решетки гаммадионов

В докладе будет приведен пример экспериментальной реализации такого хирального излучателя. Структура (см. схематическое изображение на рис. 1) состоит из планарного массива InAs квантовых точек внутри GaAs-волновода на толстом подстилающем AlGaAs-слое. Верхняя часть волновода может быть наноструктурирована вертикальным травлением и представлять собой двумерно-периодический хиральный фотонный кристалл в виде квадратной решетки гаммадионов.

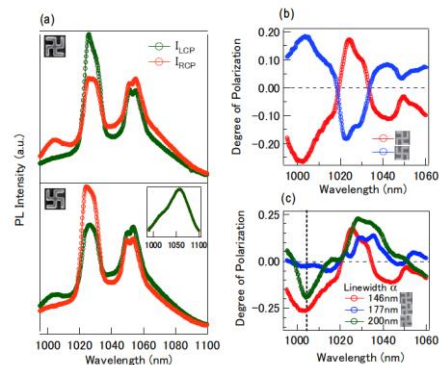


Рис. 2. Интенсивность фотолюминесценции структур с правыми (верхняя панель *a*) и левыми (нижняя панель *a*) гаммадионами, измеренная в правой и левой циркулярных поляризациях (темные и светлые символы соответственно). Вставка в верхней панели *a* соответствует случаю немодулированного верхнего GaAs-волновода; в этом случае циркулярная поляризация излучения квантовых точек отсутствует. Панели *b* показывают степень циркулярной поляризованности фотолюминесценции квантовых точек (для различных толщин гаммадионов)

В случае, если внешняя поверхность волновода не модулирована, излучение квантовых точек не поляризовано циркулярно (см. вставку в нижней панели *a* на рис. 2). Однако ситуация меняется в случае хиральной наноструктуризации поверхности волновода: фотолюминесценция квантовых точек демонстрирует относительно узкие резонансные пики с достаточно высокой степенью циркулярной поляризации, достигающей 25% (см. на рис. 2). Эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами наших электродинамических расчетов, см. на рис. 3. В докладе будет так-

же показано, каким образом можно оптимизировать структуру для получения значительно большей циркулярной поляризованности излучения квантовых точек (по крайней мере до 75–80%).

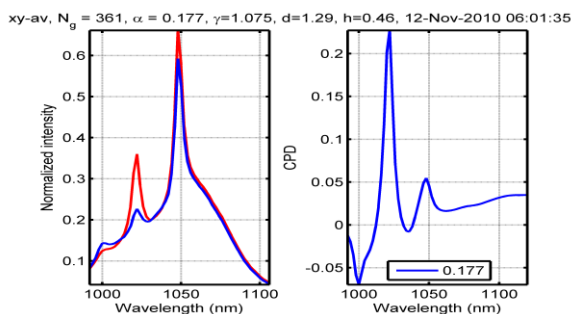


Рис. 3. Левая панель: рассчитанные спектры фотолюминесценции квантовых точек из структуры с хирально-модулированным волноводом в правой (светлая линия) и левой (темная линия) циркулярных поляризациях. На правой панели показана соответствующая степень циркулярной поляризации фотолюминесценции

Авторы благодарны программе президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку.

1. *D.M. Whittaker and I. S. Culshaw*, Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures, *Phys. Rev. B* **60**, 2610 (1999).

2. *Ландау, Л.Д.* Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – С. 425.

3. *S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii; E.A. Muljarov, N.A. Gippius, and T. Ishihara*, Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs, *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).

4. *A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl, N.A. Gippius, S. G. Tikhodeev, H. Giessen*, Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory, *Phys. Rev. B* **70**, 125113 (2004).

5. *T. Weiss, G. Granet, N.A. Gippius, S. G. Tikhodeev, H. Giessen*, Matched coordinates and adaptive spatial resolution in the Fourier modal method, *Opt. Express* **17**, 8051–8061 (2009).

Localized state in a quantum point contact: Fano resonance and 0.7-anomaly

L.G. Mourokh¹, J.P. Bird²

¹ Physics Department, Queens College of CUNY, 65-30 Kissena Blvd., Flushing, NY 11367, USA.

² Department of Electrical Engineering, University at Buffalo, Buffalo, NY 14260, USA.

e-mail: lev.mourokh@qc.cuny.edu

One of the simplest and most important semiconductor nanostructures, widely used in experiments, is the *quantum point contact* (QPC), a short and narrow constriction through which electrons move ballistically between two macroscopic reservoirs. The current flow associated with this motion is mediated by a small number of quantized one-dimensional subbands, the experimental signature of which is the quantization of the low-temperature conductance in integer units of $2e^2/h$ ($\equiv G_0$) [1]. It has long been understood that this remarkable phenomenon can be well explained by a model of non-interacting transport [2]. However, numerous experiments [3–9] have reported the presence of a non-integer conductance plateau at a value close to $0.7G_0$ indicating possible many-body phenomenology which appears when the QPC is near the pinch-off conditions. The origin of this feature have been extensively discussed in literature [10–19], and one of the most promising approaches is based upon the formation of a localized state in the QPC near the pinch-off. The possibility of such state formation, and its origins, are the subjects of heated debate. However, very recently several research groups, using different approaches with different limitations and regions of applicability, obtained this localized state as result of their calculations [20–24].

In recent years, we have performed theoretical/experimental studies [25–31] that provide strong support for the existence of a bound state in QPCs, demonstrating a resonant peak in the conductance of another nearby QPC. One of the experimental structures is shown in the upper panel of Fig. 1. A continuum of conducting electrons exists in the *detector* QPC indicated by red in the insets of the lower panel of Fig.1, while the localized state is formed in the *swept* QPC (indicated by black) when it is near the pinch-off as can be seen from its conductance (the black curve). The conductance of the detector QPC exhibits a clear peak at the swept gate voltage when the bound state is formed. Similar behavior is shown for all QPC configurations (see Fig. 1). Moreover, these experiments were performed over more than three years with six thermal cycles, showing complete repeatability. Furthermore, the samples were extremely clean with the mean-free-path of 32 microns, almost a hundred times larger than the structure. All of these facts indicate that **these peaks are a genuine effect, not an artifact caused by impurities, sample inhomogeneities, or other uncontrollable reasons**. These experiments allow us to obtain information about processes in QPCs near

the pinch-off conditions when the direct access to the transport characteristics is impossible. The high-quality of our samples makes it possible to observe the conductance peaks up to **temperatures of 50 K**.

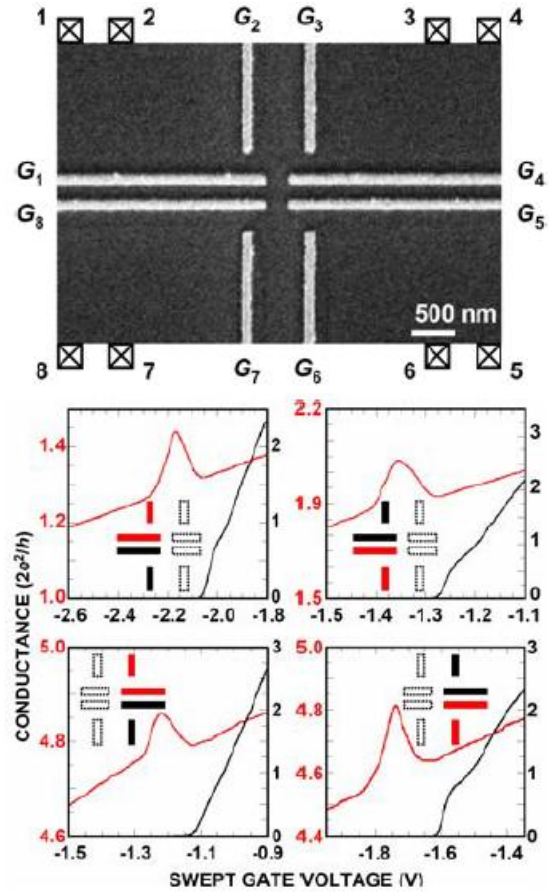


Fig. 1. Upper panel: Image of the top gates forming several QPCs. Lower panel: Measured conductance of the detector (red) and swept (black) QPCs. [29] © 2007 The American Physical Society

The correspondence between the existence of the localized state and the observed peaks becomes clear in the context of the *Fano resonance* [32]. This is a quantum-mechanical phenomenon which arises when a transition to the final state simultaneously occurs via a continuum and a discrete quantum level. If the discrete state has the energy E_0 and width Γ , the resonance cross-section is given by

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\varepsilon + q^2}{\varepsilon^2 + 1}, \quad (1)$$

where $\varepsilon = (E - E_0)/\Gamma$ is the dimensionless energy difference from the resonance level and q is the Fano

parameter characterizing the peak asymmetry. The two limiting cases are a symmetric Breit-Wigner resonance ($|q| = \infty$), when the transition from the continuum is weak, and a symmetric anti-resonance (dip) at $q = 0$. In all other cases the resonance lineshape is asymmetric, with $q = 1$ providing the situation when the transitions through the continuum and through the discrete level are of the same order. **We argue, that in the experiments of Fig.1, the Fano resonance in the conductance of the detector QPC was observed with the allegedly formed localized state providing the discrete level necessary for such observation.**

In the present talk, I discuss recent developments of our studies. First, we examined the dependence of the q -parameter on the separation between the formed localized state and the detector QPC and showed that it *decreases* for smaller separations [30]. In particular, when the detector QPC is formed by the gates G_3 and G_4 of Fig. 1, $|q|$ goes from 20 to 9 and to 1, if the localized state is established between the gates G_5 and G_6 , G_5 and G_8 , and G_1 and G_4 , respectively. To confirm that the peak in the conductance of the detector QPC is indeed caused by wavefunctions overlap, not by any electrostatic interaction, we drove the *control* gate (G_5) beyond its pinch-off condition. As a result, the peak disappears. Activation of the gate G_5 would not affect any electrostatic interaction but should prevent electrons from the detector QPC visiting the localized state formed in the swept QPC. Accordingly, these results validate our conclusion of the Fano character of the observed peak.

Also, we analyzed the effects of a *planar* magnetic field [29]. We observed that with an increase of such field, the peak is shifted to larger gate voltages and, also, an additional shoulder-like feature appeared on the main peak. This feature is shifted to smaller gate voltages with the field increasing, and we attribute it to a Fano resonance from the *upper* Zeeman state. Consequently, extrapolating the peak and shoulder positions to the zero field, we are able to determine the on-site Coulomb interaction which is one of the most important characteristics of the localized states. While this experiment provides the result in terms of applied gate voltage, it is desirable to convert that to corresponding energies of the localized state. In order to achieve this, we performed source-drain bias spectroscopy experiments on our system [31] to determine a lever arm of 0.13 meV/mV. Accordingly, we are able to infer that the zero-field level splitting corresponds to an energy separation of around 4 meV.

Even more recently, we have performed experiments with the localized states formed *both* in the swept and control QPCs. We show that these two states are interacting via the region of the 2DEG between them, as can be seen from the repulsion of the two peaks in the detector QPC conductance.

The experimental activities were supported by theoretical studies. While the main features of the initial experiment [25] were reproduced theoretically

in Ref. [26], we extended our consideration onto the case of the planar magnetic field in Ref. [27] predicting the results of the subsequent experiment [29]. In this talk, I discuss recent unpublished results where the conductance of the detector QPC is calculated using the transfer Hamiltonian with the assumption of the localized state formed in the swept QPC. While in the previous studies we focused on the peak positions, now we are able to reproduce the peak lineshape as well.

1. *van Wees B.J., et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
2. *Büttiker, M.*, Phys. Rev. B **41**, 7906 (1990).
3. *Thomas, K.J., et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 135 (1996).
4. *Thomas, K.J., et al.*, Phys. Rev. B **58**, 4846 (1998).
5. *Kristensen, A., et al.*, Phys. Rev. B **62**, 10950 (2000).
6. *Cronenwett, S.M., et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 226805 (2002).
7. *Reilly, D. J., et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 246801 (2002).
8. *Graham, A.C., et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 136404 (2003).
9. *Roche, P., et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 116602 (2004).
10. *Wang, C.-K. and Berggren, K.-F.*, Phys. Rev. B **57**, 4552 (1998).
11. *Flambaum, V.V. and Kuchiev, M.Y.*, Phys. Rev. B **61**, R7869 (2000).
12. *Rejec, T., Ramsak, A., and Jefferson, J.H.*, Phys. Rev. B **62**, 12985 (2000).
13. *Hirose, K. and Wingreen, N.S.*, Phys. Rev. B **64**, 073305 (2001).
14. *Bruus, H., Cheianov, V.V., and Flensberg, K.*, Physica E **10**, 97 (2001).
15. *Berggren, K.-F. and Yakimenko, I.I.*, Phys. Rev. B **66**, 085323 (2002).
16. *Meir, Y., Hirose, K., and Wingreen, N.S.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 196802 (2002).
17. *Tokura, Y. and Khaetskii, A.*, Physica E **12**, 711 (2002).
18. *Hirose, K., Meir, Y., and Wingreen, N.S.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 026804 (2003).
19. *Starikov, A.A., Yakimenko, I.I., and Berggren, K.-F.*, Phys. Rev. B **67**, 235319 (2003).
20. *Rejec, T. and Meir, Y.*, Nature **442**, 900 (2006).
21. *Hsiao, J.H., et al.*, Phys. Rev. B **79**, 033304 (2009).
22. *Güçlü, A.D., et al.*, Phys. Rev. B **80**, 201302 (2009).
23. *Welander, E., Yakimenko, I.I., and Berggren, K.-F.*, Phys. Rev. B **82**, 073307 (2010).
24. *Song, T. and Ahn, K.H.*, arXiv:1009.0204 (2010).
25. *Morimoto, T., et al.*, Appl. Phys. Lett. **82**, 3952 (2003).
26. *Puller, V.I., et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 96802 (2004).
27. *Mourokh, L., et al.*, Appl. Phys. Lett. **87**, 192501 (2005).
28. *Mourokh, L., et al.*, J. Comp.-Aided Mat. Des. **14**, 97 (2007).
29. *Yoon, Y., et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 136805 (2007).
30. *Yoon, Y., et al.*, Phys. Rev. B **79**, 121304(R) (2009).
31. *Yoon, Y., et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 213103 (2009).
32. *Fano, U.*, Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).

Создание и исследование методами СЗМ магнитных наноструктур

А.А. Бухараев^{1, 2}

¹ Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань.

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань.
e-mail: a_bukharaev@kfti.knc.ru

В последние годы значительные усилия ученых, инженеров и технологов направлены на создание наноразмерных устройств, которые могут стать основой элементной базы спиновой электроники (спинтроники) [1, 2]. Основным методом, используемым для создания структур с размерами порядка 100 нм и меньше, является нанолитография. В настоящее время в нанолитографии применяются самые различные виды локального воздействия на поверхность, изменяющие ее свойства. Среди них – ультрафиолетовое и рентгеновские излучение, электронные и ионные пучки [3, 4]. Методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) также уже достаточно давно применяются для создания наноструктур [5–7]. Сканирующая зондовая нанолитография (СЗНЛ) имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами литографии. Одно из них – относительная дешевизна и доступность этого метода, что является немаловажным фактором, особенно на начальном этапе поисковых исследований. Другое достоинство – это возможность во многих случаях с помощью того же сканирующего зондового микроскопа, что использовался для формирования наноструктуры, получать информацию о ее морфологии, магнитных и электрических свойствах.

В представленном обзорном докладе проанализированы экспериментальные результаты по получению методом СЗНЛ магнитных наноразмерных структур (наночастиц, нанопроводов и наноконтактов) и современные возможности спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии (СП СТМ) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ) для изучения таких объектов с субнанометровым и атомарным пространственным разрешением.

Одним из наиболее широко и успешно используемых методов СЗНЛ является наногравировка. Фактически, при работе атомно-силового микроскопа (АСМ) в контактном режиме, она представляет собой царапанье поверхности острым зондом (иглой) кантилевера. Ширина таких наноканавок определяется формой зонда и толщиной фоторезиста. В полуконтактном режиме работы АСМ в тонком слое фоторезиста, нанесенного на поверхность подложки, иглой прорезаются канавки с минимальной шириной около 30 нм [8]. Обычно в качестве фоторезиста используется poly-methyl(methacrylate) (PMMA). Важно, чтобы при сканировании кончик зонда достигал подложки и удалял с ее поверхности PMMA. После завершения наногравировки на поверхность образца напыляют слой металла так, чтобы толщина этого слоя была меньше, чем толщина слоя PMMA.

Следующим этапом является удаление фоторезиста в режиме lift-off, после чего на подложке остается металл, осажденный в прорезанные наноканавки.

Исследования, недавно проведенные в лаборатории физики и химии поверхности КФТИ КазНЦ РАН, показали, что таким методом относительно легко на поверхности SiO₂ можно получать нанопроволоки Co толщиной 10 нм и шириной от 300 до 400 нм и наночастицы Co размером от 200 до 500 нм. Другим исследователям подобным методом удалось получить нанопроволоки Ni, Au, Cu, Al и Ti шириной всего в 50 нм [9].

Существенно, что таким методом СЗНЛ можно получать структуры, в которых магнитная нанопроволока соединяет две контактные площадки. Уже в готовой структуре такого типа нанопроволоку можно разрезать зондом АСМ, сформировав в ней нанозазор шириной в 40 нм [9]. В подобных структурах можно получать нанощели и меньшей ширины (до 1 нм), используя эффект электромиграции [10]. Такие структуры представляют большой интерес, поскольку с их помощью, разместив в нанощели магнитную наночастицу или магнитную молекулу (мономолекулярный магнит), можно изучать процессы перемагничивания наночастиц (молекул) спин-поляризованным током.

Ширину формируемой нанопроволоки можно уменьшить до 30 нм, если использовать в качестве маски многослойные структуры. Например, нанеся сверху на PMMA дополнительно слой Ti толщиной всего 3 нм. В тонком слое Ti зондом АСМ прорезается очень узкая щель. На следующем этапе PMMA под этой нанощелью стравливается до подложки плазмохимически, и только после этого через сформированную маску напыляется нужный металл [11].

Если подложка, на которую нанесена модифицируемая иглой АСМ пленка, проводящая, то заполнить металлом полученную иглой канавку можно электрохимически. Минимальная ширина получаемых таким образом нанопроволок составляет 50 нм [12].

Точечное силовое воздействие на поверхность иглы зонда АСМ, выступающей в роли наноиндентора, – эффективный метод получения стабильных ферромагнитных наноконтактов с поперечным сечением от 1 до 10 нм [13]. Для этого предварительно нанесенный на поверхность ферромагнитной пленки изолирующий слой продавливается жесткой иглой проводящего кантилевера до появления электрического контакта между иглой и металлической пленкой. Конусообразная ямка, полученная в изоляторе после воздействия

зонда АСМ, заполняется затем металлом. Если в изолирующем слое диспергированы наночастицы металлов, то можно получить перспективную для спинтроники структуру, в которой электроны будут инжектироваться в изолированную частицу размером в 3–5 нм [14].

Локальное анодное окисление (ЛАО) поверхности проводящим зондом АСМ – хорошо известный метод зондовой нанолитографии, наиболее успешно реализованный при формировании наноструктур на Si и Ti [7]. Оказалось, что ЛАО можно использовать и для изменения структуры намагниченности и проводимости пленок Co, Ni и NiFe, формируя в них окисленные области металла заданной конфигурации [15, 16]. С помощью ЛАО пленки Ge, нанесенной на PMMA и используемой в качестве маски, были получены нанопроволоки пермаллоя шириной в 250 нм [17].

Для получения наноструктур используется и dip-реп-нанолитография, основанная на перемещении молекул с иглы АСМ на поверхность через водяной мениск, образующийся на воздухе между иглой и подложкой [6, 7]. Этим методом получены магнитные наночастицы Fe₂O₃, BaFe₁₂O₁₉ [18, 19] и наноконтактные площадки из Au с зазором всего в 12 нм [20].

Один из наиболее существенных недостатков СЗНЛ – невозможность получения достаточно большого количества наноструктур за короткое время. В настоящее время эта проблема решается с использованием многозондовых СЗМ [7]. Уже продемонстрировано получение таким методом одновременно 88·10⁶ наночастиц Au на поверхности SiO₂ с помощью чипа АСМ, на котором смонтировано 55000 кантилеверов [21].

За последние годы при изучении магнитных наноструктур методами СП СТМ и МСМ были получены впечатляющие результаты [22, 23]. В первую очередь необходимо отметить визуализацию с помощью СП СТМ отдельных атомов Co с различным направлением спина на подложке Mn/W(110) [24]. С помощью спин-поляризованного тока, инжектированного из магнитной иглы СТМ в наночастицу, можно управлять ориентацией ее суммарного магнитного момента [25]. В частности, с помощью СП СТМ был реализован процесс спиновой передачи момента (spin transfer torques) от инжектируемых электронов атомам Fe в кластере, содержащем около 40 атомов Fe. В результате этого процесса магнитный момент такой наночастицы изменял свое направление [26].

При изучении непроводящих материалов отдельные атомы Ni и Fe с различным направлением магнитного момента можно различать с помощью МСМ, у которого частота колебания зависит от взаимной ориентации магнитных моментов атома на кончике иглы и ближайшего к нему атома на поверхности в силу их обменного взаимодействия [23].

Из вышеизложенного следует, что методы СЗМ могут успешно применяться не только для создания магнитных наноструктур, но и для их исследования с высоким пространственным разрешением, вплоть до атомарного.

Работа выполнена при частичной поддержке Программ ОФН РАН и РФФИ (09-02-00568).

1. *A.V. Ведяев*, УФН **172**, 1458 (2002).
2. *I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma*, Rev. of Modern Physics **76**, 323 (2004).
3. *К.М. Валиев*, Физика субмикронной литографии (Наука, Москва, 1990).
4. Handbook of Nanofabrication / Edited by G. P. Wiederrecht (Elsevier, Amsterdam, 2010).
5. *Z. Cui*, Nanofabrication: Principles, Capabilities and Limits (Springer, New York, 2008).
6. *A.P. Malshe, et al.*, CIRP Annals - Manufacturing Technology **59**, 628 (2010).
7. *Q. Tang, S.Q. Shi, and L. Zhou*, J. Nanosci. Nanotech. **4**, 948 (2004).
8. *M. Heyde, K. Rademann, B. Cappella, M. Geuss, H. Sturm, T. Spangenberg, and H. Niehus*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 136 (2001).
9. *Y. J. Chen, J. H. Hsu, and H. N. Lin*, Nanotechnology **16**, 1112 (2005).
10. *H. Park, A. K. L. Lim, A. P. Alivisatos, J. Park, and P. L. McEuen*, Appl. Phys. Lett. **75**, 301 (1999).
11. *S. Hu, A. Hamidi, S. Altmeyer, T. Köster, B. Spangenberg, and H. Kurz*, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2822 (1998).
12. *L. A. Porter, Jr. A. E. Ribbe, and J. M. Buriak*, Nano Lett. **3**, 1043 (2003).
13. *K. Bouzehouane, S. Fusil, M. Bibes, J. Carrey, T. Blon, M. Le Du, P. Seneor, V. Cros, and L. Vila*, Nano Lett. **3**, 1599 (2003).
14. *A. Bernard-Mantel, K. Bouzehouane, P. Seneor, S. Fusil, C. Deranlot, A. Brenac, L. Notin, R. Morel, F. Petroff, and A. Fert*, Nanotechnology **21**, 445201 (2010).
15. *А.А. Бухараев, Д.А. Бизяев, П.А. Бородин, Н.И. Нургазизов, И.В. Меркутов*, Труды XIV Международного симпозиума Нанофизика и нанoeлектроника, **2**, 537 (2010).
16. *Y. Takemura, and J. Shirakashi*, Advanced Engineering Materials **7**, 170 (2005).
17. *A. B. de Oliveira, G. L. da Silva, S. M. Rezende, and A. Azevedo*, Journal of Physics: Conference Series **200**, 072023 (2010).
18. *G. Gundiah, N. S. John, P. John Thomas, G. U. Kulkarni, and C. N. R. Rao*, Appl. Phys. Lett. **84**, 5441 (2004).
19. *L. Fu, X. Liu, Y. Zhang, V. P. Dravid, and C. A. Mirkin*, Nano Letters **3**, 757 (2003).
20. *K. Salaita, Y. Wang, and C. A. Mirkin*, Nature Nanotechnology **2**, 146 (2007).
21. *R. Wiesendanger*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1496 (2009).
22. *A. Schwarz, and R. Wiesendanger*, Nanotoday **3**, 28 (2008).
23. *D. Serrate, P. Ferriani, Y. Yoshida, S.W. Hla, M. Menzel, K. von Bergmann, S. Heinze, A. Kubetzka and R. Wiesendanger*, Nature Nanotechnology **5**, 350 (2010).
24. *S. Krause L. Berbil-Bautista, G. Herzog, M. Bode, and R. Wiesendanger*, Science **317**, 1537 (2007).
25. *G. Herzog, S. Krause, and R. Wiesendanger*, Appl. Phys. Lett. **96**, 102505 (2010).

Влияние поверхностных состояний на электрические свойства полупроводниковых нитевидных кристаллов: изучение методами АФМ / ЕФМ

А.Н. Титков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.
e-mail: alexander.titkov@mail.ioffe.ru

В нитевидных полупроводниковых кристаллах (НК) по сравнению с объемными кристаллами следует ожидать существенного возрастания роли поверхностных состояний. Из-за nano-малых значений диаметров НК приповерхностные области обеднения или обогащения зарядами могут простираться уже на все сечение НК. Отсюда может возникать существенное влияние поверхностных состояний на электрические и другие свойства НК. К настоящему времени исследования роли поверхностных состояний в НК еще только начинаются. Имеются отдельные наблюдения того, что оптическое возбуждение НК светом из области межзонного поглощения приводит к увеличению тока, протекающего через НК [1, 2]. Как известно, такое оптическое возбуждение уменьшает заселенность поверхностных состояний носителями из объема НК, возвращая их в объем, что и должно вести к увеличению объемного тока. Это естественный и очевидный механизм влияния поверхностных состояний на электрические свойства НК, но, скорее всего, не единственный. Например, в InN НК поверхностные состояния располагаются выше дна зоны проводимости и обуславливают дополнительное подлегирование InN НК [3]. А для n-ZnO НК было показано, что имеет место захват электронов с поверхностных состояний на адсорбирующиеся из атмосферы молекулы кислорода. В случае межзонного возбуждения дырки, выходящие на поверхность НК, нейтрализуют молекулы кислорода и те десорбируются. При этом в объеме остаются долгоживущие фотоэлектроны, вызывающие рост тока в НК [4]. Таким образом, важным моментом в определении роли поверхностных состояний может стать также изменение их заселенности или плотности при взаимодействии с окружающей средой.

В докладе будет рассмотрено влияние поверхностных состояний на проводимость n-GaAs НК с различным состоянием поверхности: естественно окисленных и зарощенных слоями GaAlAs и SiO_x. С привлечением техники АФМ / ЕФМ измерялись вольт-амперные (ВА) характеристики GaAs НК, сохраняющих ростовой контакт с подложкой n-GaAs. Для получения ВА-характеристик зонд АФМ приводился в устойчивый электрический контакт с верхним окончанием НК, с которого перед этим посредством скалывания тем же зондом удалялась металлическая шапочка катализатора (см. рис. 1) Последнее делалось для удаления

контролируемо изменившей свой химический состав в ходе роста НК. Для достижения непосредственного контакта зонда АФМ с материалом НК к зонду прикладывалась повышенная сила прижима около 1 мкН, что позволяло прокалывать тонкий слой естественного окисла на полученном сколе НК [5]. Разработанная методика делает удобным определение электрических характеристик практически любого заинтересовавшего НК из выращенного ансамбля.

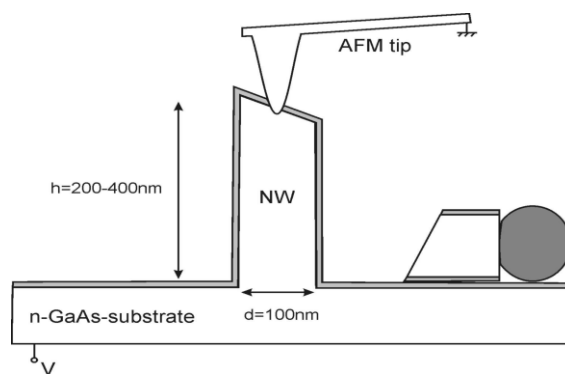
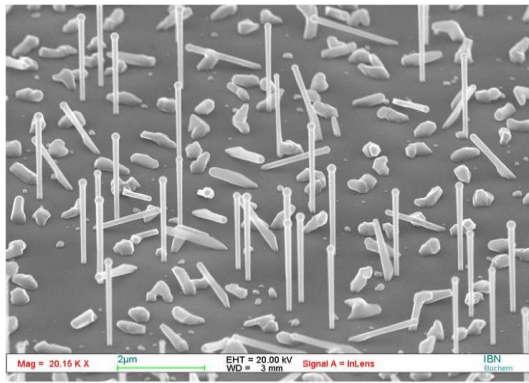


Рис. 1. Схема АФМ / ЕФМ эксперимента получения ВА-характеристик для НК, сохраняющих ростовой контакт с подложкой

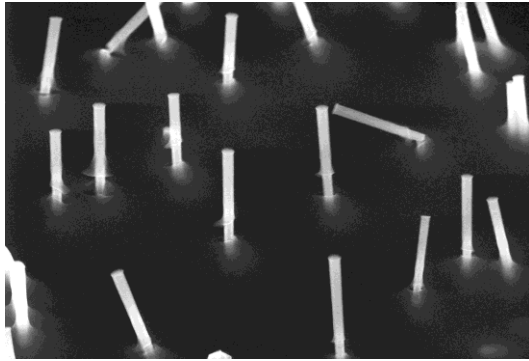
В НК с радиальной гетероструктурой GaAlAs / GaAs предполагается отсутствие поверхностных состояний на интерфейсе GaAlAs / GaAs. Действительно, у таких НК наблюдалась самая высокая проводимость. Для естественно окисленных GaAs НК проводимость была заметно ниже. При этом она возрастала при возбуждении НК красным светом из области межзонного поглощения в GaAs, что, очевидно, служит подтверждением проявления здесь поверхностных состояний естественно окисленной поверхности.

Сильное влияние поверхностных состояний проявилось для GaAs НК, зарощенных слоем SiO_x, что приводит к увеличению плотности поверхностных состояний. Отметим, что SiO_x-покрытие имеет функциональное значение и, в частности, используется для объединения НК в блоки для приборных применений. На рис. 2 приведены АСМ топографии поверхностей с GaAs НК, естественно окисленными (а) и частично зарощенными слоем SiO_x толщиной 0.8 мкм (b).

Также видно, что SiO_x-покрытие присутствует и на боковых стенках верхних, не зарощенных, участков НК.



a



b

Рис. 2. АСМ топографии поверхностей с GaAs НК без (а) и с SiOx-покрытием (b)

Для зарощенных НК было обнаружено уменьшение проводимости более чем на три порядка (см. рис. 3). При этом опять имело место частичное восстановление проводимости при освещении красным светом, что указывает на связь обнаруженного сильного эффекта подавления проводимости с влиянием поверхностных состояний. Однако эффект имел два необычных проявления: он усиливался при увеличении диаметра НК (см. зависимости 2 и 3 на рис. 3) и имел разную силу при смене полярности прикладываемого напряжения (практическое исчезновение веток ВА-зависимостей в запиорном направлении). Оба эти наблюдения трудно объяснить в модели простого обеднения электронами объема НК за счет их перехода на поверхностные состояния. Действительно, трудно представить, что обеднение объема НК носителями приведет к столь разительному изменению формы ВАХ. Более того, увеличение диаметра НК должно ослаблять роль поверх-

ностных состояний, но вместо этого наблюдается усиление обсуждаемых эффектов.

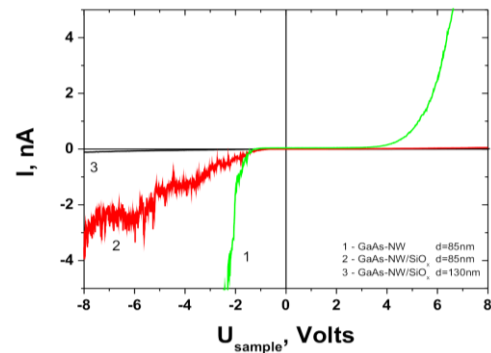


Рис. 3. Полученные в АСМ / ЕСМ эксперименте ВАХ зависимости для GaAs НК без (1) с зарощающим покрытием SiOx (2, 3)

Для объяснения всей совокупности обнаруженных в n-GaAs НК эффектов предлагается модель, предполагающая накопление электронов на поверхностных состояниях высокой плотности с возможностью дрейфа вдоль НК под действием приложенного внешнего напряжения. Возникающее в результате накопление электронов на окончании НК приводит к экранированию электрического поля в НК и подавлению проводимости. Предлагаемая модель опирается на недавно экспериментально наблюдавшееся автором с коллегами аналогичное поведение электронов на поверхности скола объемных детекторных структур N-n-P GaAs.

1. Kononenko O.V., Red'kin A.N., Matveev D.V. et al., Preparation and properties of ZnO nanowires //Proc. of the 18th Int. Symp. On Nanostructures: Physics and Technology, v.1, 152–153, June 21–26, 2010 Sankt-Petersburg.

2. Riechert T., Luth H., Meijers R., Marso M., Doping concentration of GaN nanowires determined by optoelectrical measurements // NANO letters, 2008, V.8, № 9, 3056 – 3059.

3. Richert T., Luth H., Schapers Th. et al., Electrical conductivity of InN nanowires// Nanotechnology, 2009, V. 20, 405206.

4. Soci C., Zhang A., Xiang B. et al., ZnO nanowire UV photodetectors with high internal gain// NANO letters, 2008, V. 7, № 4, 1003 – 1009.

5. Dunaevskiy M., Cirlin G., Titkov A. et al., Measurements of VAX of separate single GaAs nanowiskers // Phys. Status Solidi C, 2009, V. 6, № 12, 2701–2703.

Фуллерены на реконструированных поверхностях кремния

А.В. Зотов^{1,2,3}, Д.В. Грузнев¹, А.В. Матецкий¹, А.А. Саранин^{1,2}

¹ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток.

² Дальневосточный федеральный университет, ул. Суханова, 8, Владивосток.

³ Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, 40, Владивосток.
e-mail: zotov@iacp.dvo.ru

Начиная с открытия в 1985 году фуллеренов (сферических углеродных молекул C_{60} [1]), значительные усилия исследователей были направлены на выяснение физических и химических свойств отдельных фуллеренов, а также материалов и наноструктур на их основе. В частности, зарождению, росту и структуре сверхтонких пленок фуллеренов на различных подложках посвящено большое количество работ. Для большинства металлических подложек взаимодействие между адсорбированными фуллеренами преобладает над взаимодействием между фуллеренами и подложкой, в результате чего пленки C_{60} обычно имеют плотноупакованную структуру, подобную молекулярным слоям в объемном фуллерите [2]. В случае же адсорбции на полупроводниковых поверхностях (например, на кремнии) преобладающим является взаимодействие фуллеренов с подложкой и формирование плотноупакованных массивов C_{60} не происходит [3]. Однако известно, что химические свойства поверхности полупроводников можно менять радикальным образом, создавая на них с помощью адсорбатов поверхностные реконструкции. Так, например, на реконструированной поверхности $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Ag$ были сформированы упорядоченные массивы фуллеренов [4]. Учитывая большое разнообразие известных реконструкций на кремнии, можно ожидать, что они значительно расширят возможности для формирования низкоразмерных наноструктур фуллеренов, а также могут послужить перспективными объектами для обнаружения новых явлений, обусловленных взаимодействием C_{60} с такими специфическими подложками. В настоящем докладе мы представляем результаты наших наблюдений с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) адсорбции фуллеренов на некоторых реконструкциях, индуцированных на поверхности $Si(111)$ металлическими адсорбатами.

При исследовании адсорбции C_{60} на реконструированной поверхности $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-In$ обнаружено специфическое взаимодействие между C_{60} и точечными дефектами поверхности, которые представлены вакансиями (отсутствующими атомами In в решетке $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-In$) и Si -дефектами (атомами Si , замещающими атомы In в регулярных положениях решетки). С одной стороны, адсорбированные фуллерены захватываются Si -дефектами (причем молекула C_{60} располагается не над самим Si -дефектом, а над ближайшим к нему атомом In), а с другой стороны, группа из нескольких фуллеренов образует ловушку для подвижных вакансий. C_{60} создают механические напряжения в слое In , и, когда мигрирующая ва-

кансия оказывается в области, окруженной несколькими фуллеренами, под действием этих напряжений определенные атомы In смещаются из положений T_4 в положения H_3 , фиксируя вакансию в неподвижном состоянии (рис 1).

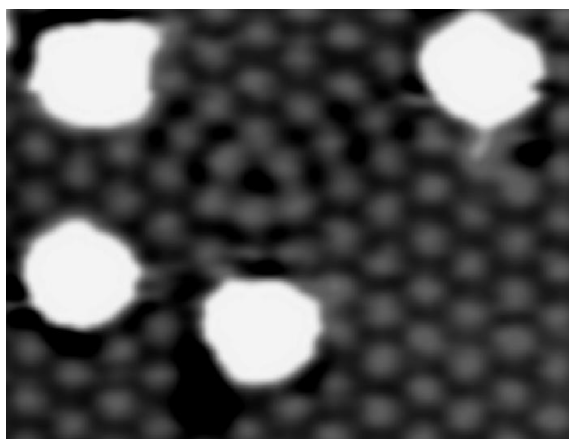


Рис. 1. СТМ-изображение подвижной вакансии, захваченной группой из трех молекул C_{60}

Известно, что реконструкция $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-In$ содержит $1/3$ моноатомного слоя (МС) In на нереконструированной поверхности $Si(111)$. При адсорбции дополнительного количества In на этой поверхности при комнатной температуре наблюдается ряд структурных переходов: с увеличением суммарного покрытия In поверхностные реконструкции $2\times 2-In$ (содержащая 0.75 МС In), квазигексагональная $hex-\sqrt{7}\times\sqrt{3}-In$ (содержащая 1.0 МС In) и квазипрямоугольная $rec-\sqrt{7}\times\sqrt{3}-In$ (содержащая 1.2 МС In) последовательно сменяют друг друга. Мы обнаружили, что такая же смена реконструкций наблюдается и при адсорбции на поверхности молекул C_{60} . Таким образом, покрытие In на поверхности между фуллеренами увеличивается за счет уменьшения покрытия In на поверхности непосредственно под фуллеренами. Движущей силой перераспределения атомов In , по-видимому, является вытеснение атомов металла для установления энергетически более выгодной связи молекулы C_{60} с атомами Si подложки.

Структурные превращения в слое металла наблюдались и при адсорбции C_{60} на поверхности $Pb/Si(111)$. В этом случае исходная поверхностная реконструкция $Si(111)1\times 1-Pb$ в результате осаждения на нее фуллеренов изменялась на реконструкцию $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Pb$.

Характерной особенностью реконструированной поверхности $Si(111)-\alpha-\sqrt{3}\times\sqrt{3}-Au$ является высокая концентрация доменных стенок, разде-

ляющих домены соразмерной фазы $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$. Добавление к этой поверхности ~ 0.15 МС In полностью удаляет с нее доменные стенки, в результате формируется однородная поверхность, покрытая соразмерной фазой $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$, на которой атомы In присутствуют в виде двумерного газа подвижных адатомов [5].

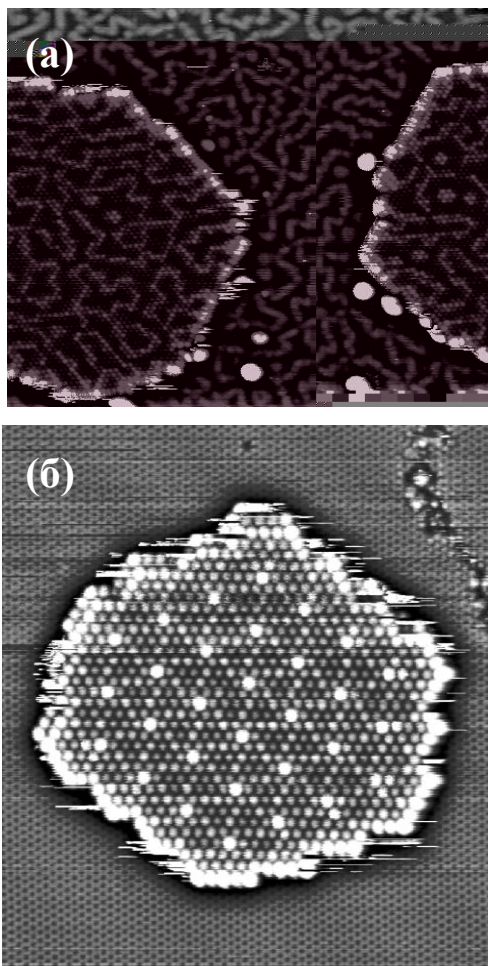


Рис. 2. СТМ-изображения массивов C_{60} на поверхностях (а) $\text{Si}(111)\text{-}\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ и (б) $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$

Адсорбированные фуллерены C_{60} на этих поверхностях образуют плотноупакованные молекулярные массивы подобно тому, как это происходит на поверхностях металлов. Особенностью этих массивов является то, что различные фуллерены внутри массива демонстрируют разный контраст на СТМ-изображениях, в результате чего наблюдаются специфические картины, образованные «яркими» и «темными» молекулами C_{60} (рис. 2). Природа этих картин отличается от известной для слоев C_{60} на поверхности металлов

(например, $\text{Au}(111)$ [6, 7]), где появление «темных» C_{60} обычно обусловлено образованием вакансий на поверхности под фуллереном. В отличие от такого сценария реконструированные поверхности $\text{Au/Si}(111)$ сохраняют свою первоначальную структуру, и их атомное строение, собственно, и определяет вид картины, образованной «яркими» и «темными» фуллеренами. В случае поверхности $\text{Si}(111)\text{-}\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ эта картина является отражением (хотя и непрямым) сетки доменных стенок. При этом сильная зависимость картины от напряжения смещения в СТМ указывает на то, что контраст имеет электронную природу. В массивах C_{60} на однородной поверхности $\text{Si}(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-(Au,In)}$ развиваются картины муара, в которых находит отражение периодическое заполнение фуллеренами регулярных адсорбционных положений на поверхности подложки. В результате «яркие» фуллерены C_{60} , располагающиеся на тримерах, образованных атомами Au, образуют решетку $\text{Si}(111)\sqrt{129}\times\sqrt{129}$. В этом случае контраст фуллеренов практически не зависит от напряжения смещения и определяется в основном топографией слоя. Структурные и электронные свойства первого слоя C_{60} проявляются и в следующих молекулярных слоях, и характерные картины «ярких» и «темных» C_{60} сохраняются, постепенно размываясь, по крайней мере, вплоть до четвертого слоя.

1. Kroto, H.W. C_{60} : Buckminsterfullerene / H.W. Kroto, J.R. Heath, S.C. O'Brien, R.F. Curl, R.E. Smalley // Nature (London) 1985. V. 318. P. 162–163.
2. Wong S.-S. Coverage-dependent adsorption superstructure transition of $\text{C}_{60}/\text{Cu}(001)$ / S.-S. Wang, W.W. Pai, C.-C. Chen, M.-T. Lin // Phys. Rev. B 2010. V. 82. P. 125442-1 – 125442-7.
3. Moriarty P.J. Fullerene adsorption on semiconductor surfaces // Surf. Sci. Reports. 2010. V. 65. P. 175–227.
4. Tsuchie K. Structure of C_{60} layers on the $\text{Si}(111)\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Ag}$ surface / K. Tsuchie, T. Nagao, Hasegawa S. // Phys. Rev. B 1999. V. 60. P. 11131–11136.
5. Gruznev D.V. $\text{Si}(111)\text{-}\alpha\text{-}\sqrt{3}\times\sqrt{3}\text{-Au}$ phase modified by In adsorption: Stabilization of a homogeneous surface by stress relief / D.V. Gruznev, I.N. Filippov, D.A. Olyanich, D.N. Chubenko, I.A. Kuyanov, A.A. Saranin, A.V. Zotov, V.G. Lifshits // Phys. Rev. B 2006. V. 73. P. 115335-1 – 115335-7.
6. Gardener J.A. Scanning tunneling microscopy studies of C_{60} monolayers on $\text{Au}(111)$ / J.A. Gardener, G.A.D. Briggs, M.R. Castell // Phys. Rev. B 2009. V. 80. P. 235434-1 – 235434-9.
7. Tang L. Two bonding configurations for individually adsorbed C_{60} molecules on $\text{Au}(111)$ / L. Tang, X. Zhang, Q. Guo, Y.-N. Wang, H.-P. Cheng // Phys. Rev. B 2010. V. 82. P. 125414-1 – 125414-5.

Стандарт электрического тока на основе счёта одиночных электронов

Ю.А. Пашкин^{1,2}, С. Кафанов, Ю.П. Пекола³, В.Ф. Маиси⁴,
А. Кемппинен⁴, О.-П. Саира³, Дж.Ш. Цай¹

¹ Лаборатория нанoeлектроники корпорации NEC и Институт передовых исследований РИКЕН, Цукуба, Ибаракы, 305-8501, Япония.

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва 119991.

³ Лаборатория низких температур, Университет Аалто, Эспоо 100084, Финляндия.

⁴ Центр метрологии и аккредитации (MIKES), Эспоо 02151, Финляндия.

e-mail: pashkin@zp.jp.nec.com

Согласно официальному определению ампером называется сила постоянного тока, текущего в каждом из двух параллельных бесконечно длинных бесконечно малого кругового сечения проводников в вакууме на расстоянии 1 метр, и создающая силу взаимодействия между ними $2 \cdot 10^{-7}$ ньютонов на каждый метр длины проводника [1]. Однако существует предложение переопределить стандарт электрического тока через скорость потока элементарных зарядов. Поскольку один кулон равен примерно $6.24150948 \cdot 10^{18}$ элементарных зарядов электронов, то один ампер эквивалентен такому же количеству электронов, протекающих через поперечное сечение проводника за одну секунду.

С момента зарождения одноэлектроники [2] были предложены и продемонстрированы устройства, называемые электронными турникетами [3] или насосами [4], способные контролируемым образом переносить электрические заряды, электроны или куперовские пары под действием внешнего управляющего сигнала. Работа таких устройств основана на эффекте кулоновской блокады туннелирования, благодаря которой туннелирование электронов становится коррелированным. На вольт-амперных характеристиках появляются токовые плато, расстояние между ближайшими из которых определяется соотношением $\Delta I = qf$, где q – заряд носителей (e для электронов и $2e$ для куперовских пар), f – управляющая частота.

В недавней работе [5] было предложено использовать одноэлектронный транзистор типа SINIS или NISIN (S – сверхпроводник, I – изолятор, N – нормальный металл) как преобразователь частоты в электрический ток, точность преобразования которого может достигать значения 10^{-8} [6].

Микроснимок, измерительная схема, диаграмма стабильности и принцип работы электронного насоса типа SINIS представлены на рис. 1. Электроды истока и стока насоса (рис. 1, а) изготавливаются из алюминия и соединены с медным островом посредством туннельных переходов, в которых барьером является оксид алюминия. Вся структура формируется с помощью электронной литографии и метода углового напыления.

Диаграмма стабильности SINIS-насоса (рис. 1, б) представляет собой участки ромбовидной формы, соответствующие различным зарядовым состояниям и в которых туннельный ток подавлен вследствие кулоновской блокады и на-

личия энергетической щели Δ в сверхпроводнике. Ромбы имеют области пересечения, в которых стабильными являются зарядовые состояния с различным числом электронов, например n и $n+1$, что невозможно в структурах NININ. Направление тока задаётся напряжением смещения между истоком и стоком V порядка Δ/e . Такое значение является оптимальным с точки зрения минимизации ошибок туннелирования из-за конечной температуры [6]. Заряд острова с помощью постоянного напряжения V_g на затворе через ёмкость C_g устанавливается равным $(n + 1/2)e$, что соответствует открытому состоянию транзистора в нормальном состоянии. Одновременно на затвор подаётся высокочастотное (десятки и сотни мегагерц) напряжение V_{rf} с амплитудой, при которой периодически создаются условия для туннелирования одного электрона сначала с истока на остров, а затем с острова на сток за счёт преодоления соответствующих порогов туннелирования, показанных сплошными линиями на рис. 1, б. Управляющий ВЧ-сигнал показан жирным горизонтальным отрезком на диаграмме стабильности.

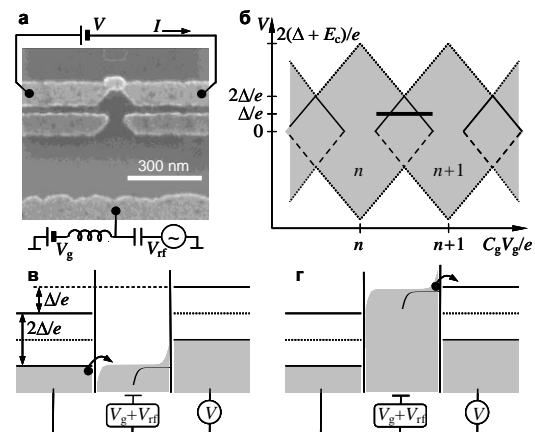


Рис. 1. Одноэлектронный насос типа SINIS: а – микроснимок устройства и схема измерения; б – диаграмма стабильности устройства; в – часть переменного цикла, когда электрон туннелирует с истока на остров; г – другая часть переменного цикла, когда электрон туннелирует с острова на сток

Работа электронного насоса поясняется на рис. 1, в и рис. 1, г. При поданном напряжении смещения Δ/e , но в отсутствие переменного напряжения на затворе ток через насос остаётся по-

давленным при любом значении постоянного напряжения на затворе, так как минимальный порог для туннелирования электронов составляет $\pm 2\Delta/e$. При подаче ВЧ-напряжения частоты f на затвор потенциал острова переменнo подстраивается под потенциал сначала истока, а затем стока. В первом случае один электрон переносится с истока на остров, а во втором – с острова на сток, что показано соответствующими стрелками. При этом на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) насоса образуются токовые плато в соответствии с соотношением $I = ef$ (см. рис. 2). Как видно из рисунка, длина плато и его наклон зависят от частоты управляющего сигнала: при больших частотах плато становятся короче и имеют больший наклон.

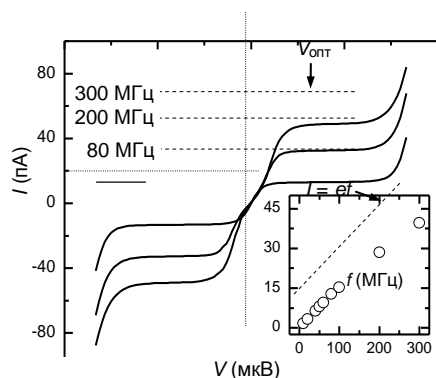


Рис. 2. Ток I через транзистор типа SINIS в зависимости от напряжения смещения и частоты управляющего ВЧ сигнала при $C_g V_g/e = n + 1/2$. Горизонтальные пунктирные линии показывают ожидаемое положение токовых плато, соответствующих частотам, указанным на рисунке. Вертикальная стрелка показывает оптимальное напряжение смещения (около Δ/e). Вставка: зависимость положения токовых плато при различных частотах управляющего ВЧ сигнала. Пунктиром показана идеальная зависимость $I = ef$.

На вставке рис. 2 показана зависимость положения плато по оси тока от частоты управляющего сигнала. Наблюдаемое отклонение при высоких частотах от идеальной зависимости объясняется нарастанием числа пропущенных полезных событий вследствие стохастической природы процесса туннелирования, что приводит к меньшему значению тока высокочастотных плато. Для достижения более высокой точности перекачки электронов, что важно для метрологических применений, оптимальными являются частоты, не превышающие 100 МГц, то есть значительно меньшие, чем характерные частоты туннелирования.

Как показывает эксперимент [7], при фиксированной частоте управляющего сигнала наклон плато можно уменьшить, используя прямоугольный сигнал вместо гармонического. Это при использовании прямоугольного сигнала объясняется более быстрым прохождением точки вырождения $C_g V_g/e = n + 1/2$ (см. рис. 1, б), где существенна подщелевая утечка.

Ограничение по частоте управляющего сигнала приводит к ограничению величины тока, перекачиваемого через насос. Так, например, частота 100 МГц соответствует току около 16 пА, что недостаточно для метрологических приложений. Очевидным решением этой проблемы является параллелизация работы нескольких электронных насосов [8]. Десять электронных насосов, соединённых параллельно и управляемых общим ВЧ-напряжением, дают десятикратное увеличение тока без потери точности перекачки электронов.

Наклон измеряемых токовых плато, а значит, и точность перекачки электронов, напрямую связаны с подщелевой утечкой в NIS-переходах, которая проявляется в виде линейного участка ВАХ при напряжении смещения ниже $2\Delta/e$ в отсутствие ВЧ-напряжения. Качество туннельных переходов характеризуется параметром $\eta = R_n/R_{sg}$, где R_n – асимптотическое, а R_{sg} – подщелевое сопротивление перехода. Типичное значение η для переходов на основе алюминия составляет 10^{-3} . В этой связи важно уменьшить η по крайней мере до 10^{-6} .

В работе [9] было показано, что подщелевая утечка, приписываемая ранее существованию плотности состояний внутри щели, может объясняться влиянием электромагнитного окружения. Должным построением электромагнитного окружения подщелевая утечка уменьшается на два порядка, что открывает перспективы создания электронных насосов с точностью порядка 10^{-6} при абсолютном значении тока до 1 нА.

1. Официальный сайт Международного бюро мер и весов: http://www.bipm.org/en/si/si_brochure/chapter2/2-1/ampere.html.
2. *Averin D.V. and Likharev K.K.* Single-electronics: a correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions // *Mesoscopic phenomena in solids* / eds. Altshuler B. L., Lee P. A., Webb R. A. Elsevier, Amsterdam, 1991. P. 173–271.
3. *Geerligs, L.J. et al.* Frequency-locked turnstile device for single electrons // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 64. P. 2691–2694.
4. *Pothier, H., Lafarge, P., Urbina, C., Esteve, D. & Devoret, M.H.* Single-electron pump based on charging effects // *Europhys. Lett.* 1992. V. 17. P. 249–254.
5. *Pekola J.P. et al.* Hybrid single-electron transistor as a source of quantized electric current // *Nature. Phys.* 2008. V. 4. P. 120–124.
6. *Averin D.V. and Pekola J.P.* Nonadiabatic charge pumping in a hybrid single-electron transistor // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 066801.
7. *Kemppinen A., Kafanov S., Pashkin Yu.A., Tsai J.S., Averin D.V., Pekola J.P.* Experimental investigation of hybrid single-electron turnstiles with high charging energy // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 172108.
8. *Maisi V.F., Pashkin Yu.A., Kafanov S., Tsai J.S., Pekola J.P.* Parallel pumping of electrons // *New J. Phys.* 2009. V. 11 P. 113057.
9. *Pekola et al.* Photon assisted tunneling as an origin of the Dynes density of states // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 02680.

Сверхпроводниковые счетчики ИК-фотонов, терагерцовые смесители и детекторы на основе ультратонкой пленки NbN

Г.Н. Гольцман

Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва.
Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.
e-mail: goltsman@mspu-phys.ru

Уникальные ультратонкие плёнки NbN являются основой для широкого спектра рекордных по характеристикам устройств на эффекте электронного разогрева: прямых и гетеродинных детекторов терагерцового диапазона, а также однофотонных детекторов инфракрасного диапазона.

Несмотря на очевидные преимущества перед другими типами гетеродинных детекторов на частотах выше 1 ТГц, практически применимые смесители на электронном разогреве с фононным каналом охлаждения обладают полосой преобразования порядка 3–4 ГГц [1], что представляет собой серьёзное препятствие для их применения в дальнейшем [2]. Узким местом процесса энергетической релаксации смесителей на электронном разогреве с фононным каналом охлаждения является время ухода неравновесных фононов в подложку [3]. Это время может быть уменьшено, а полоса преобразования увеличена либо за счёт уменьшения толщины плёнки, либо за счёт использования буферного подслоя, который уменьшает рассогласование между материалами плёнки и подложки [4, 5]. В литературе сообщалось, что чистка контактов между плёнкой NbN и золотом антенны также приводит к увеличению полосы преобразования до 6 ГГц [6]. К сожалению, авторы не представили никакого объяснения этого результата. Чистка контактов также привела к уменьшению шумовой температуры за счёт уменьшения потерь в контактах до значений 950 К на частоте 2.5 ТГц [6], 1300 К на частоте 4.3 ТГц [7] и 1520 К на частоте 5.25 ТГц [8].

Наши смесители на электронном разогреве изготавливались на основе плёнки NbN толщиной 3.5 нм, осаждённой на кремниевую подложку. Сразу после осаждения плёнки NbN, без разрыва вакуума (*in situ*), осаждался слой золота толщиной 15 нм, который в дальнейшем ионным и химическим травлением через окно в электронном резисте удалялся, формируя тем самым болометрический элемент смесителя с длиной, меняющейся в диапазоне 0.1–0.4 мкм. Отдельные измерения показали, что сопротивление квадрата полученной NbN-плёнки составляет около 500 Ом. С учётом этого было выбрано отношение длины смесителя к ширине 1:10 для обеспечения лучшего согласования на высокой частоте между болометрическим элементом и спиральной антенной с импедансом 75 Ом.

Типичная зависимость сопротивления от температуры для смесителей на электронном разогреве, исследованных в этой работе, демонстрирует три сверхпроводящих перехода. Первый

сверхпроводящий переход болометрического мостика наблюдается при температуре порядка 9 К. Эффект близости на границе NbN и золота приводит к различному уменьшению температуры перехода под контактными площадками и под антенной, что наблюдается в виде дополнительных сверхпроводящих переходов при температурах 6.5 и 5.5 К. Плотность критического тока в смесителях составляет $4.5 \cdot 10^6$ А·см⁻².

Для измерений шумовой температуры при 4.2 К смесительный блок со смесителем на электронном разогреве укреплялся на холодной плате заливного гелиевого криостата с окном из HDPE толщиной 0.5 мм. Холодный ИК-фильтр из материала Zitex-104 был укреплен на экране азотного уровня, полосно-пропускающий фильтр из металлической сетки с полосой 2–3 ТГц укреплялся на холодной плате и служил для уменьшения эффекта прямого детектирования [9]. Гетеродином служил газоразрядный лазер на парах воды, работающий на 2.5 ТГц линии воды. Майларовый делитель луча толщиной 6 мкм использовался для объединения сигнала и гетеродина. Тракт ПЧ включал адаптер смещения, охлаждаемый НЕМТ-усилитель с усилением 30 дБ в полосе 1–7 ГГц и шумовой температурой около 5 К. Сигнал ПЧ усиливался цепью усилителей комнатной температуры с усилением 36 дБ в полосе 0.1–12 ГГц, проходил через перестраиваемый полосно-пропускающий фильтр с полосой 50 МГц. Мощность ПЧ измерялась квадратичным СВЧ-детектором. Оптимальный диапазон напряжений (0.5±0.1) мВ. Шумовая температура в двухполосном режиме измерялась сменой нагрузок с температурами 295 К и 77 К на входе приёмника, и её наименьшее значение составило 600 К. Ввиду отсутствия широкополосного криогенного вентиля удалось получить корректные и постоянные (~600 К) шумовые температуры на всех ПЧ за исключением тех частот, где значительное рассогласование импедансов смесителя и усилителя приводило к резонансам. С учётом этого шумовая температура практически не зависит от ПЧ в диапазоне 1–7 ГГц, откуда можно заключить, что шумовая полоса смесителя превышает 7 ГГц. Эффективность преобразования составляет –10 дБ, что означает, что тракт ПЧ вносит дополнительно 50 К в шумовую температуру в диапазоне 1–7 ГГц.

На частоте гетеродина 2.5 ТГц супергетеродинный приёмник показал шумовую температуру в двухполосном режиме 600 К. Такая беспрецедентно низкая шумовая температура связана с технологией осаждения золота *in situ*, которая приво-

дит к уменьшению потерь в контактах между плёнкой NbN и антенной. Шумовая температура может быть ещё уменьшена на 30% при использовании антиотражающего покрытия на кремниевой линзе и помещении входной оптики в вакуумную камеру. С поправкой на резонансы в тракте ПЧ шумовая температура остаётся постоянной в диапазоне 1–7 ГГц, что показывает, что шумовая полоса приёмника превышает 7 ГГц.

Новый тип счётчика фотонов – сверхпроводниковый однофотонный детектор на основе плёнки NbN (Superconducting Single-Photon Detector – SSPD) [10]. Детектор наноструктурируется из плёнки NbN толщиной 4 нм в виде полоски шириной 100 нм [11]. Для согласования с излучением полоска изготавливается в форме меандра, покрывающего площадку 10×10 мкм или 7×7 мкм со скважностью, достигающей 0.6. Полоска охлаждается до температуры 2–4 К, т.е. существенно ниже критической температуры NbN (10 К), и по ней пропускается ток близкий к критическому. Механизм работы детектора основан на кратковременном разрушении сверхпроводимости в месте поглощения фотона. На длинах волн меньше 1.3 мкм квантовая эффективность SSPD достигает 30% – значения, ограниченного коэффициентом поглощения структурированной плёнки NbN. Минимальная измеренная скорость темного счёта составляет $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при температуре 2 К. Это обеспечивает эквивалентную мощность шума $10^{-20} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ на длинах волн $\lambda \leq 1.3$ мкм и $10^{-18} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ на 5 мкм. Временное разрешение детектора составляет 35 пс при максимальной скорости счёта ~ 100 МГц [12].

Возможность эффективного согласования SSPD с одномодовым оптоволоком позволила нам создать практическую приёмную систему, обладающую квантовой эффективностью 20% на 1.3 мкм и 15% на 1.55 мкм при уровне темного счёта не более 10 с^{-1} [13].

Дальнейшим развитием SSPD стала разработка детектора, различающего число фотонов [14]. Если разделить полоску меандра на несколько секций равной длины и соединить их параллельно через ограничивающие ток резисторы, то амплитуда отклика такого детектора будет зависеть от количества секций, одновременно перешедших в резистивное состояние. Таким образом, при поглощении нескольких фотонов различными секциями появляется возможность различать число одновременно поглощенных фотонов. Такой детектор заполняет нишу между однофотонными детекторами и обычными детекторами, отклик которых пропорционален поглощенной мощности. Квантовая эффективность детекторов с разрешением числа фотонов $\sim 2,5\%$ на длине волны 1.3 мкм, скорость темного счёта $\sim 0.1 \text{ с}^{-1}$.

Здесь мы также представляем результаты по исследованию спектральной чувствительности новой топологии детекторов в виде параллельно соединенных полосок шириной 50 нм и длиной 10 мкм, расположенных на площадке 10×10 мкм. При поглощении фотона происходит каскадное переключение всех полосок в резистивное состояние из-за перераспределения тока, в результате чего достигается большая амплитуда отклика (2–5 мВ без усилителя). На длине волны 3.5 мкм такой детектор обладает в 10 раз лучшей квантовой эффективностью по сравнению с обычным SSPD в форме меандра [15].

Приёмные системы на основе сверхпроводниковых однофотонных детекторов, сопряженных с одномодовым оптическим волокном, благодаря высокой чувствительности, низкому уровню темного счёта и пикосекундному временному разрешению находят широкое применение для изучения статистики фотонов однофотонных источников, в квантово-криптографических системах, бесконтактном тестировании интегральных микросхем, спектроскопии биологических материалов и структур.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ ГК 02.740.11.0228, 02.740.11.0251, 16.740.11.0378, а также гранта Президента РФ НШ-3265.2010.2

1. S. Cherednichenko et al. / J. Appl. Phys. 101, 124508 (2007).
2. R. Guesten et al. / Proc. SPIE, **4014**(23), p. 23–30 (2000).
3. A.D. Semenov et al. / Supercond. Sci. Technol. **15**, R1–R16 (2002).
4. S. Cherednichenko et al. / J. Low Temp. Phys. **151**, 575 (2008).
5. Yu. Vachtomin et al. / Proc. 13th Int. Symp. on Space THz Techn. (Harvard University, Cambridge, MA, 2002), p. 259–270.
6. J. J. A. Baselmans et al. / Appl. Phys. Lett. 84, 1958 (2004).
7. P. Khosropanah et al. / Appl. Phys. Lett. 91, 221111 (2007).
8. W. Zhang et al. / Appl. Phys. Lett. **96**, 111113 (2010).
9. J. J. A. Baselmans et al. / Appl. Phys. Lett. **86**, 163503 (2005).
10. G. Gol'tsman et al. / Appl. Phys. Lett. 79 (2001): 705.
11. G. N. Gol'tsman et al. / IEEE Trans. on Appl. Supercond., 13 (2003), 192.
12. G. Gol'tsman et al. / IEEE Trans. on Appl. Supercond. 17, (2007), 246.
13. Korneev, A. et al. / Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 13, (2007) 944.
14. A. Divochiy et al / Nature Photonics, 2 (2008) 302.
15. Yu. Korneeva et al. / IEEE/CSC & ESAS European Superconductivity News Forum (ESNF), 15, (2011).

Многофотонные раби-осцилляции в системе взаимодействующих джозефсоновских кубитов

М.В. Денисенко, А.М. Сатанин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н.Новгород.
e-mail: mar.denisenko@gmail.com

Сверхпроводящие устройства на основе джозефсоновских переходов характеризуются малой диссипацией и стабильностью к шумам, поэтому они очень удобны для наблюдения нелинейных эффектов. Благодаря этому сверхпроводящие петли с встроенными джозефсоновскими переходами в последнее время активно используются для экспериментальной демонстрации таких явлений, как многофотонные резонансы, интерференция Ландау – Зинера – Штюкельберга, эффект Ауслера – Таунса и т.п.

В данной работе исследуется раби-динамика и многофотонное поглощение в системе взаимодействующих кубитов, помещенных в сильное переменное магнитное поле. Подобная система связанных кубитов экспериментально изучалась в работах Е. Ильичева с сотрудниками [1–3], однако полная картина физических процессов в такой системе полностью не выявлена. Для исследования переходов между уровнями кубитов в сильном поле в данной работе используется резонансное приближение и квазиэнергетический подход [4]. Аналитически и численно изучено поведение населенностей невозмущенных уровней системы от амплитуды поля и параметров кубитов.

Гамильтониан взаимодействующих кубитов удобно записать в матричном виде

$$H = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \epsilon_1 + \epsilon_2 + J & \Delta_2 & \Delta_1 & 0 \\ \Delta_2 & \epsilon_1 - \epsilon_2 - J & 0 & \Delta_1 \\ \Delta_1 & 0 & -\epsilon_1 + \epsilon_2 - J & \Delta_2 \\ 0 & \Delta_1 & \Delta_2 & -(\epsilon_1 + \epsilon_2) + J \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где введены следующие параметры: $\epsilon_i = 2|I_i|(\Phi_{xi} - \Phi_0/2)$ – управляющий параметр (в статике – смещение), определяемый потоком магнитного поля Φ_{xi} , $f_i = \Phi_{xi}/\Phi_0$, $\Phi_0 = h/2e$ – квант потока; ϵ_i и Δ_i определяют спектр несвязанных кубитов ($J=0$), $E_i = \pm\sqrt{\epsilon_i^2 + \Delta_i^2}/2$ ($i=1, 2$); $J = \pm|J|$ – параметр, отвечающий за взаимодействие кубитов.

Таким образом, задача сводится к изучению отклика четырехуровневой системы на переменное периодическое поле. Отметим, что в случае одинаковых (симметричных) кубитов размерность системы понижается, поскольку по симметрии можно выделить независимую трехуровневую подсистему [5].

Будет полагать, что на систему действует последовательность импульсов длительности $\tau \gg 2\pi/\omega$. Влияние переменного магнитного потока описывается выражениями

$$\epsilon_1(t) = \epsilon_1^0 + A_1 \cos \omega t, \quad \epsilon_2(t) = \epsilon_2^0 + A_2 \cos \omega t, \quad (2)$$

благодаря этому возможны переходы между стационарными состояниями гамильтониана (1) при $A_1 = A_2 = 0$. Считается также, что времена прихода импульсов и их длительности случайны и по ним производится усреднение населенностей уровней (см. [4]).

Динамика системы подчиняется уравнению Шредингера ($\hbar = 1$):

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H(t) |\Psi(t)\rangle, \quad (3)$$

где параметры (1) зависят от времени согласно (2). Воздействие импульсов на систему учитывается в рамках квазиэнергетического подхода. Это представление дает точные промежуточные состояния системы в переменном поле произвольной амплитуды и позволяет выявить особенности резонансных переходов, обусловленных движением и пересечением квазиуровней при изменении поля. Квазиэнергии ϵ_k и функции Флоке в заданный момент времени $|\Phi_k(t_0)\rangle$ определяются решением уравнений

$$U(T) |\Phi_k(t_0)\rangle = e^{-i\epsilon_k T} |\Phi_k(t_0)\rangle, \quad (4)$$

где $U(T) = P \exp[-i \int_0^T H(t) dt]$, P – оператор хронологического упорядочения. Функции Флоке в произвольный момент времени являются решением уравнения для квазиэнергий

$$(H(t) - i \frac{\partial}{\partial t}) |\Phi_k(t)\rangle = \epsilon_k |\Phi_k(t)\rangle. \quad (5)$$

Согласно теореме Флоке общее решение уравнения Шредингера может быть разложено по полному набору функций

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k c_k |\Phi_k(t)\rangle e^{-i\epsilon_k t}, \quad (6)$$

где коэффициенты c_k находятся из начальных условий при $t = t_0$. Для вероятностей перехода в этом базисе получаем выражение

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_{k,l} e^{-i(\epsilon_k - \epsilon_l)(t-t_0)} M_k(t, t_0) M_l^*(t, t_0),$$

где

$$M_k(t, t_0) = \langle \beta | \Phi_k(t) \rangle \langle \Phi_k(t_0) | \alpha \rangle.$$

Как видно, вероятность перехода сильно осциллирует во времени за исключением случая, когда параметры системы таковы, что происходит пере-

сечение квазиуровней $\varepsilon_k = \varepsilon_l$. При этом происходит заметное увеличение вероятности перехода, что и соответствует резонансному вкладу.

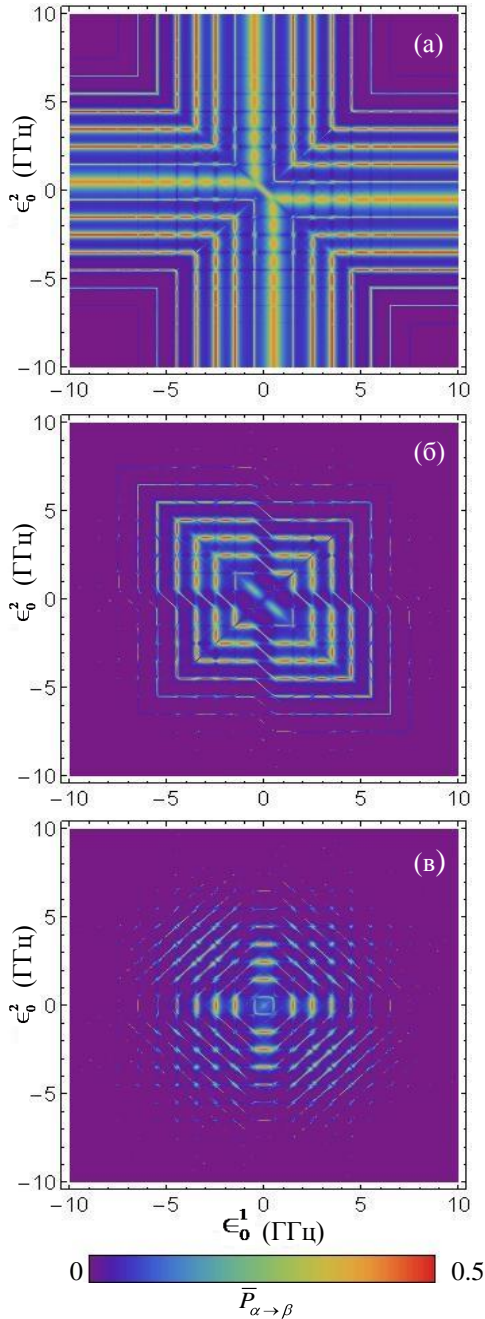


Рис. 1. Цветом показаны вероятности многофотонных переходов $\bar{P}_{1 \rightarrow 2}$ (а), $\bar{P}_{1 \rightarrow 3}$ (б) и $\bar{P}_{1 \rightarrow 4}$ (в) от управляющих параметров ε_0^1 и ε_0^2 для двух взаимодействующих кубитов. Параметры системы: $\Delta_1 = \Delta_2 = 0.5$ ГГц, $A = 4$ ГГц, $\omega/2\pi = 1$ ГГц, $J = 0.5$ ГГц

Если расщепления уровней Δ_i малы по сравнению со всеми энергетическими параметрами системы, то можно использовать теорию возмущений, разложив операторы эволюции и Флоке в ряды по степеням Δ_i . В этом случае получено

явное выражение для вероятностей перехода $P_{1 \rightarrow 2}(t)$ и $P_{1 \rightarrow 3}(t)$, которые после усреднения по фазе и длительности импульса описывают многофотонные переходы любого порядка.

Аналитическое решение можно получить также в высокочастотном пределе, когда $\Delta_i \ll \omega$ и справедливо резонансное приближение – обобщенное приближение Раби. В этом случае изучены условия возбуждения связанных кубитов и получены явные выражения для вероятности многофотонных переходов.

В работе разработана численная методика, которая позволяет получить квазиэнергии и соответствующие им квазиэнергетические функции, а по ним – найти усредненные вероятности переходов $\bar{P}_{\alpha \rightarrow \beta}$ в произвольном сильном поле и исследовать данные зависимости при изменении различных параметров сигнала. Пример такого рода расчетов представлен на рис. 1, где показаны усредненные вероятности межуровневых переходов для взаимодействующих кубитов в зависимости от изменения параметров смещения.

В качестве еще одного интересного результата отметим полученные зависимости многофотонных переходов от константы связи J симметричной пары кубитов – эквивалентной трехуровневой системы. Как оказалось, населенности уровней 1, 2 и 3 испытывают периодические осцилляции при изменении константы связи кубитов. Полученные резонансные условия качественно объясняют сдвиг многофотонных переходов при изменении управляющего параметра ε_0 (в выражении (2) $\varepsilon_0 = \varepsilon_0^1 = \varepsilon_0^2$) и константы связи кубитов J (см. [5]).

Изучено появление дробных резонансов, которые отчетливо проявляются на переходе $1 \rightarrow 3$. Исследовано расщепление пиков многофотонных переходов, величина которого оказалась зависящей от туннельного расщепления уровней в системе кубитов.

Заметим, что отмеченные ранее эффекты сдвига зависимостей многофотонных переходов проявляются и для несимметричных кубитов, которые отчетливо видны на рис. 1 (а, б), а при переходе на верхний уровень ($1 \rightarrow 4$) наблюдаются эффекты интерференции переходов $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$.

Обсуждается экспериментальная возможность наблюдения обнаруженных эффектов, а также измерение соответствующих параметров системы, например определение константы взаимодействия кубитов J .

1. A. Izmailov et al., PRL **101**, 017003 (2008).
2. S.N. Shevchenko et al., Phys. Rev. B **78**, 174527 (2008).
3. E. Il'ichev et al., Phys. Rev. B **81**, 012506 (2010).
4. J. H. Shirley, Phys. Rev. **138**, B979 (1965).
5. M.B. Денуценко, А.М. Сатанин, S. Ashhab, F. Nori, ФТТ, **52** (11), 2138 (2010).

Статистический контроль качества квантовых вентилях на основе сверхпроводниковых фазовых кубитов

Ю.И. Богданов¹, С.А. Нуянзин²

¹ Физико-технологический институт РАН.

² Московский институт электронной техники (Технический университет).
e-mail: bogdanov@ftian.ru

Основные препятствия на пути реализации концепции полномасштабных квантовых компьютеров связаны с недостаточной разработкой технологии изготовления квантовых регистров, с трудностями измерения и контроля квантовых состояний, а также с необходимостью подавления декогерентизации. Достигнутая в настоящее время в экспериментах точность реализации (Fidelity), характеризуемая вероятностью совпадения между теоретическим и экспериментальным квантовыми состояниями, составляет всего 60-80%, в то время как требуемая точность должна быть 99.99% и более.

Одно из наиболее узких мест в развитии квантовых информационных технологий связано с отсутствием должной методологии контроля квантовых состояний и процессов. Такая, основанная на квантовых измерениях методология, призвана обеспечить интерфейс между разработкой элементной базы квантовых компьютеров и её практическим воплощением.

В настоящем исследовании разработан новый метод оценивания качества и эффективности квантовых вентилях, сконструированных на базе сверхпроводниковых фазовых кубитов. На основе оригинального подхода, развитого в [1-3], представлен анализ полноты, адекватности и точности реализации квантовых вентилях SQiSW (квадратный корень из i-SWAP), CNOT и CZ. Оценка полноты базируется на рассмотрении сингулярного разложения специальной матрицы, построенной на основе операторов квантовых измерений. Исследование полноты гарантирует полноту оценки качества тестируемых квантовых вентилях, квантовых процессов и алгоритмов по отношению к обеспечению налагаемых на них требований. Оценка адекватности разрабатываемых методов и технологий предполагает наличие избыточности в данных, возникающих в результате экспериментальных и технологических исследований. Адекватность разрабатываемых квантовых информационных технологий оценивается как степень согласованности избыточных физико-технологических статистических данных с законами квантовой теории. Характеристики точности исследуются на основе оригинального универсального статистического распределения для потерь точности [3].

Ранее подобного рода исследование в отношении оптических кубитов было проведено в [1,2]. В настоящей работе проведен сравнительный анализ различных протоколов томографии

квантовых процессов, представляющих практический интерес для сверхпроводниковых квантовых информационных технологий.

Представленные ниже результаты демонстрируют преимущество развитого в настоящей работе подхода по сравнению с традиционным. Традиционный подход, разработанный в [4,5], был применен к томографии сверхпроводниковых фазовых кубитов в экспериментах, проведенных группой Мартиниса [6,7]. Он основан на томографических измерениях с использованием следующего набора из 4-х входных однокубитовых состояний:

$$|0\rangle, |1\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle), \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + i|1\rangle)$$

Соответствующие двухкубитовые входные состояния формируются на основе тензорных произведений однокубитовых состояний (всего 16 состояний).

Как показано в настоящей работе, более оптимальным набором однокубитовых состояний является набор, впервые предложенный в [8] и основанный на симметрии правильного тетраэдра. Если представить правильный тетраэдр, вписанный в сферу Блоха, то соответствующие состояния будут образованы векторами, выходящими из центра сферы нормально к граням тетраэдра. По аналогии с данным набором можно рассмотреть наборы, основанные на геометрии других правильных многогранников и многогранников, не являющихся правильными, но обладающих высокой симметрией [9].

В качестве инструмента для сравнения различных протоколов выступает полученное в [3] универсальное статистическое распределение точности квантовой томографии. Рассматривается точность восстановления так называемой хи-матрицы, являющейся аналогом матрицы плотности при проведении томографии квантовых процессов. Соответствующая точность (Fidelity F) характеризуется вероятностью совпадения между экспериментально восстановленной хи- матрицей χ и теоретической хи- матрицей χ_0 :

$$F = \left(\text{Tr} \sqrt{\chi_0^{1/2} \chi \chi_0^{1/2}} \right)^2$$

В представленной формуле предполагается, что след хи-матриц нормирован на единицу.

В качестве примера применения развитого в настоящей работе подхода, на рисунке 1 (вверху) представлена точность томографии квантового процесса, задаваемого действием вентиля SQiSW в условиях деполяризующего квантового шума.

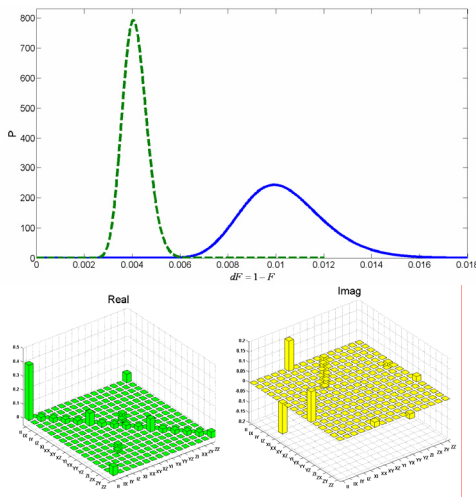


Рис. 1 Вверху: распределение потерь точности для квантовой томографии вентиля SQiSW, подвергнутого деполаризующему шуму с весом $p=0.5$. Сплошная линия – результат при использовании стандартного набора состояний; пунктирная линия – результат при использовании набора состояний, основанного на симметрии тетраэдра. Внизу: визуализация хи-матрицы

Соответствующее квантовое преобразование действует на матрицу плотности ρ двухкубитового состояния следующим образом:

$$\rho \rightarrow \frac{pE}{4} + (1-p)U\rho U^+$$

Здесь E - единичная матрица размерности 4×4 . С вероятностью p происходит замена исходного состояния на совершенно случайное (белый шум), а с вероятностью $1-p$ осуществляется унитарное преобразование с помощью матрицы U , отвечающей заданному вентилю. В рассматриваемом примере выбрано $p=0.5$. На верхнем рисунке представлены плотности распределения для потерь точности $dF=1-p$. Распределения являются многопараметрическими (240 параметров). Сплошная кривая на рисунке отвечает стандартному набору входных состояний, штриховая – оптимизированному. Объем выборки при моделировании составлял 1 млн. представителей.

Из рисунка видно, что оптимизация привела к снижению потерь точности примерно в 2.5 раза. Внизу на рисунке представлены действительная и мнимая части восстанавливаемой хи-матрицы. Используется базис, составленный из всевозможных тензорных произведений единичной матрицы и матриц Паули:

$$I = E / \sqrt{2}, X = \sigma_x / \sqrt{2}, Y = -i\sigma_y / \sqrt{2}, Z = \sigma_z / \sqrt{2}$$

Рассмотренный вентиль SQiSW задаёт естественное двухкубитовое преобразование для сверхпроводниковых фазовых кубитов [6,7]. Заметим, что вентили CNOT и CZ могут быть получены на основе SQiSW и однокубитовых преобразований. Как показывают расчёты, для этих вентилях получаются результаты, совершенно аналогичные представленным на рисунке 1.

Отметим некоторые важные преимущества предлагаемого подхода по сравнению со стандартным.

Осуществляется непосредственное статистическое оценивание хи- матрицы по экспериментальным данным в соответствии с подходом, развитым в [3] вместо не вполне корректной двухстадийной процедуры, предложенной в [4,5] и использованной в [6,7].

Развитый подход обеспечивает корректный учёт статистических флуктуаций и инструментальных ошибок в эксперименте и технологии.

Обеспечивается всесторонняя оценка полноты, адекватности и точности протоколов измерения квантовых процессов.

Заметим, что в работах других авторов рассматриваемые здесь вопросы фактически остаются вне поля зрения. В результате без ответа остаются вопросы о том, какая точность может быть достигнута в том или ином протоколе измерений, как оптимизировать эту точность, как обеспечить полноту контроля, как оценить адекватность результатов измерений и т.п.

Разработанный метод позволяют дать всестороннюю оценку качеству и эффективности проектируемых квантовых регистров, сформулировать требования к экспериментальному оборудованию и технологии. Посредством обратной связи развитый подход позволяет наилучшим образом распорядиться имеющимися ресурсами для оптимизации процесса разработки квантовых информационных технологий.

1. Bogdanov Yu.I. et al. Statistical Estimation of the Efficiency of Quantum State Tomography Protocols // Phys. Rev. Lett. 2010. V.105. 010404.

2. Богданов Ю.И. и др. Оптимизация протокола статистического восстановления поляризационных кубитов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т.91. вып.12. с.755-761.

3. Богданов Ю.И. Унифицированный метод статистического восстановления квантовых состояний, основанный на процедуре очищения // ЖЭТФ. 2009. Т.135. Вып.6.с.1068-1078.

4. Chuang I.L., Nielsen M.A. Prescription for experimental determination of the dynamics of a quantum black box// J. Mod. Opt. 1997. V. 44. P. 2455; arXiv:quant-ph/9610001

5. Нильсен М, Чанг И. Квантовые вычисления и квантовая информация. М. Мир. 2006. 824 с.

6. Bialczak R.C. et al. Quantum process tomography of a universal entangling gate implemented with Josephson phase qubits // Nature Physics. 2010. V. 6 P. 409-413

7. Yamamoto T. et al. Quantum process tomography of two-qubit controlled-Z and controlled-NOT gates using superconducting phase qubits // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. 184515.

8. Rehecek J., Englert B-G. and Kaszlikowski D. Minimal qubit tomography// Phys. Rev. A. 2004. V. 70. 052321.

9. Богданов Ю.И., Букеев И.Д., Гавриченко А.К. Исследование адекватности, полноты и точности протоколов квантовых измерений // Оптика и спектроскопия (в печати).

Описание эволюции состояния «джозефсоновских атомов» в рамках информационной интерпретации квантовой механики

Н.В. Кленов, В.К. Корнев, А.В. Шарафиев, С.В. Бакурский

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.
e-mail: nvklenov@nm.ru

Описание эволюции квантовых битов.
В настоящее время большой интерес представляет описание из первых принципов квантово-механического формализма эволюции состояния искусственной мезоскопической джозефсоновской системы, в том числе кубита, в присутствии неизбежной связи с окружением. Для описания эволюции такой системы можно использовать уравнение Линдблада для матрицы плотности ρ :

$$\dot{\hat{\rho}} = -i[\hat{H}, \hat{\rho}]/\hbar + 1/2\hbar \hat{F} \hat{\rho} \hat{V}_k \hat{V}_k^+ ,$$

где H – гамильтониан мезоскопической системы, V_k, V_k^+ – операторы взаимодействий этой системы с окружением [1, 2]. Неунитарный оператор

$$\hat{F} = \sum_k [\hat{V}_k \hat{\rho} \hat{V}_k^+] + [\hat{V}_k \cdot \hat{\rho} \hat{V}_k^+],$$

отвечающий за связь с окружением, в случае потоковых и фазовых джозефсоновских кубитов обычно записывают в упрощенном виде:

$$\hat{F} = \Gamma \hat{\sigma}_z \hat{\rho} \hat{\sigma}_z - \hat{\rho} ,$$

Γ – скорость дефазировки, σ_z – матрица Паули [3].

В целом ряде практически важных устройств доминирующий вклад в разрушение когерентного состояния вносит процесс измерения. В этом случае можно использовать более удобную форму записи оператора F , и, таким образом, для непрерывного измерения единственной наблюдаемой величины уравнение эволюции матрицы плотности принимает вид [4]:

$$\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{k}{2}[\hat{C}, [\hat{C}, \hat{\rho}]] . \quad (1)$$

Здесь C – оператор наблюдаемой величины, например, суперпозиции джозефсоновских фаз, определяющей величину кругового тока в потоковых и фазовых кубитах. Постоянная k определяет степень влияния измерителя на измеряемую мезоскопическую систему и подобна феноменологической скорости дефазировки Γ .

Используя полученное уравнение (1), был проведен сравнительный анализ эволюции двух типов потоковых кубитов (так называемых джозефсоновских атомов) [5]:

а) кубита на основе трехконтактного низкоиндуктивного интерферометра с двумя обычными джозефсоновскими переходами и третьим переходом π -типа для формирования двухъямного потенциала без приложения постоянного магнитного смещения потоком $\Phi_0/2$;

б) кубита на основе двухконтактного низкоиндуктивного интерферометра с несинусоидальной ток-фазовой характеристикой джозефсоновских переходов, где образование двухъямного

потенциала достигается за счет относительно большой величины второй или третьей гармоники данной характеристики.

Анализ, учитывающий влияние только второй гармоники, показывает, что для образования такого интерферометра, который часто называют ϕ -интерферометром, ток-фазовая зависимость (ТФЗ) переходов $I(\phi)$ должна удовлетворять следующим условиям [7]:

$$I(\phi) = A \sin \phi + B \sin 2\phi , \quad 2|B| > A, \quad B < 0. \quad (2)$$

Уравнение (1) для обоих типов кубитов может быть решено аналитически с учётом влияния как величины энергетической щели, так и асимметрии потенциала. Разрушение когерентного состояния в процессе измерения, которое может быть интерпретировано как «вытекание» информации из системы с течением времени, в данном случае можно характеризовать увеличением энтропии фон Неймана, инвариантной относительно выбора базисных состояний:

$$E(\rho) = -Sp \hat{\rho}(t) \log_2 \hat{\rho}(t) . \quad (3)$$

Для двухуровневой системы эта величина меняется от 0 в чистом состоянии до 1 в состоянии равномерной «смеси» с окружением.

Проведенный анализ изменения энтропии фон Неймана во времени (рис. 1) показал, что наиболее значимым параметром самой мезоскопической системы, определяющим скорость распада когерентного состояния, является величина потенциального барьера, разделяющего минимумы потенциальной энергии кубитов. Влияние измерительного процесса на распад когерентного состояния определяется величиной параметра $X = \hbar k x^2 / 2\pi \Delta_0$, которая зависит как от свойств мезоскопической

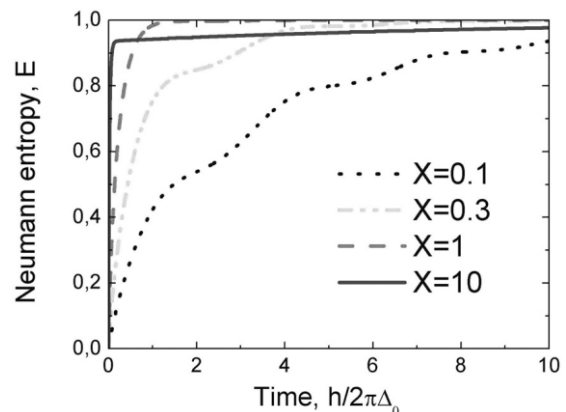


Рис. 1. Увеличение энтропии фон Неймана кубита в процессе непрерывного квантового измерения. Различные кривые соответствуют различной связи кубита с «измеряющим» окружением. Δ_0 – единица измерения энергии

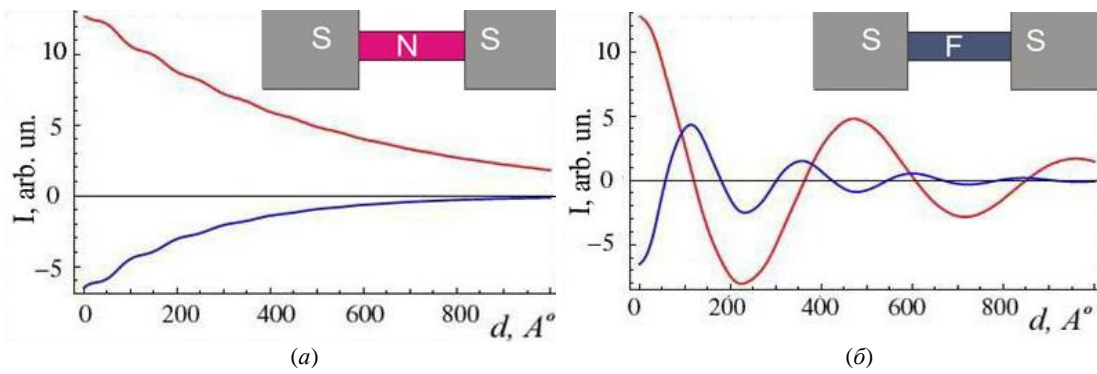


Рис. 2. (а) Зависимость амплитуд первой (верхняя кривая) и второй (нижняя кривая) гармоник ТФЗ джозефсоновских SNS-структур от толщины d нормальной прослойки. (б) Зависимость амплитуд первой и второй гармоник ТФЗ джозефсоновских SFS структур от толщины d ферромагнитной прослойки. Энергия обменного поля составляет 0.4 от энергии Ферми E_F . Температура T в обоих случаях составляет 0.1 от критической температуры T_C

системы, так и от коэффициента «жесткости» воздействия k . Здесь $x = \langle \psi_0 | \theta | \psi_1 \rangle$ – матричный элемент наблюдаемой величины, которая для рассматриваемых кубитов есть суперпозиция $\theta = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ джозефсоновских фаз φ_1 и φ_2 ; $\psi_{0,1}$ – базисные волновые функции. Полученные результаты позволяют оптимизировать измерительный процесс с учетом свойств рассматриваемой системы, изменяя почти на порядок время потери когерентности.

Возможности создания ϕ -интерферометра.

На основе системы уравнений Боголюбова – де Жена нами была построена модель протекания сверхтока через джозефсоновские гетероструктуры с ферромагнитной прослойкой в чистом пределе. Была исследована ток-фазовая зависимость для таких структур при различных температурах. На рис. 2 показана зависимость амплитуд первой и второй гармоник ТФЗ джозефсоновских структур с нормальными (N) и ферромагнитными (F) прослойками от толщины этих прослоек. Анализ показал, что введение тонких изолирующих прослоек I на границах сверхпроводник – нормальный металл и сверхпроводник – ферромагнетик не приводит к существенному изменению полученных результатов, которые можно сформулировать следующим образом:

а) в SNS-структуре амплитуда второй гармоники (при температурах $T > 0.1T_C$) всегда меньше по модулю половины амплитуды первой гармоники;

б) в SFS-структуре гармоники ТФЗ осциллируют и затухают при увеличении толщины F-прослойки, причем период осцилляций и характерная длина затухания второй гармоники B в два раза меньше, чем первой A , а в областях, где первая гармоника относительно мала, вторая гармоника положительна. Последняя общая особенность SFS-структур делает невозможным выполнение условия (3). Однако в рамках выбранной модели для недавно предложенных S(NF)S-гетероструктур [6], где в качестве слабой связи выступает NF бислой, разделенный малопрозрачной границей, была продемонстрирована принципиальная возможность создания ϕ -интерферометров с наперед заданной величиной барьера, разделяющего минимумы джозефсоновской энергии (см. рис. 3).

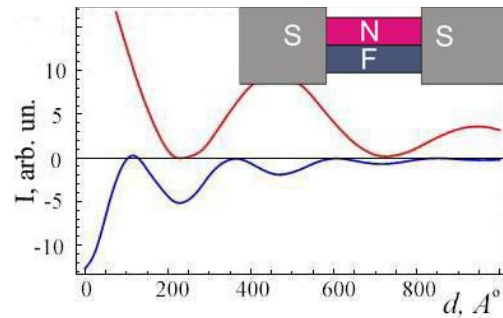


Рис. 3. Зависимость амплитуд первой (верхняя кривая) и второй (нижняя кривая) гармоник ТФЗ джозефсоновских S(FN)S-структур от размера бислоя в направлении протекания тока. В областях, где первая гармоника относительно мала, вторая гармоника имеет отрицательный знак. Энергия обменного поля составляет 0.4 от энергии Ферми. Температура T равна $0.1T_C$

Работы проводились при поддержке гранта МНТЦ 3743, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (ГК 14.740.11.0065, 14.740.11.0389), грантов НШ 5423.2010.2 и 3322.2010.2.

1. Lindblad, G. On the generators of quantum dynamical semigroups // Commun. Math. Phys. 1976. V.48. P. 119–130.

2. Gorini, V. Completely positive dynamical semigroups of N-level systems / V. Gorini, A. Kossakowski, E. C. G. Sudarshan // J. Math. Phys. 1976. № 17. P. 821–825.

3. Bylander, J. Pulse imaging and nonadiabatic control of solid-state artificial atoms / J. Bylander, M. S. Rudner, A. V. Shytov, S. O. Valenzuela, D. M. Berns, K. K. Berggren, L. S. Levitov, and W. D. Oliver // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 220506(R).

4. Mensky, B. M. Quantum measurements and decoherence: models and phenomenology/ B. M. Mensky. – Kluwer Academic Publishers, 2000.

5. Кленов, Н. В. Джозефсоновские контакты с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями на основе гетероструктур с ферромагнитной прослойкой и их применения / Н. В. Кленов, Н. Г. Пугач, А. В. Шарафиев, С. В. Бакурский, В. К. Корнев // Физика твердого тела. 2010. Т. 52, вып. 11. С. 2104–2109.

6. Karminskaya, T. Yu. Josephson effect in superconductor/ferromagnet-normal/superconductor structures / T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 214509(R).

Исследование спектров электронного спинового резонанса в SiGe/Si гетерослоях, легированных фосфором

А.А. Ежевский, С.А. Попков, А.В. Сухоруков, Д.В. Гусейнов, О.А. Кузнецов, В.Г. Шенгуров, С.А. Денисов

ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород.
e-mail: ezhevski@phys.unn.ru

Исследованы спектры спинового резонанса электронов, локализованных на донорах, и электронов проводимости в SiGe/Si гетерослоях, легированных фосфором. Эпитаксиальное выращивание гетероструктур Si_{1-x}Ge_x/Si/Si(100) проводили методами газофазной эпитаксии с использованием гидридов кремния и германия [1], а также путем сублимации кремния в среде германа, вводимого в камеру роста установки сублимационной МЛЭ [2]. В качестве подложек использовали пластины Si(100) *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho=40$ Ом·см. Если примесь вводилась в процессе роста по методу сублимационной МЛЭ, то по оценкам количество введенного фосфора должно было быть на уровне 10^{18} см⁻³. При такой концентрации фосфора в слое SiGe должны наблюдаться интенсивные линии сверхтонкой структуры, обусловленной ядерным спином фосфора, а также одиночная линия ЭПР от электронов, локализованных на донорах, и электронов проводимости с *g*-фактором, близким к $g=2$. Однако наблюдались лишь слабые по интенсивности линии. Поэтому легирование производилось ионной имплантацией не легированных в процессе роста слоев. Спектры ЭПР измерялись в гелиевом криостате в интервале температур 3.5–200 К с использованием спектрометра Bruker EMX plus 10/12.

В образце, не легированном в процессе роста, но облученном фосфором с дозой $2 \cdot 10^{14}$ см⁻² и отожженном при температуре 1000 °С, все линии спектра фосфора хорошо наблюдались. Интересным является также то что, несмотря на высокую концентрацию германия (около 30%) в слоях, параметры линий в спектре ЭПР доноров в этих слоях не отличаются от значений этих параметров в кремнии. Оказалось непонятным, почему германий с более значительным спин-орбитальным вкладом по сравнению с кремнием не влияет на параметры спектра, несмотря на то что известно, как сильно они зависят от концентрации и химической природы донора, вносящего примесный спин-орбитальный вклад [3, 4]. Возможной причиной этого может быть неомогенное распределение германия и донорных атомов в кремнии.

В эпитаксиальных слоях кремний/германий/кремний с более высокой концентрацией германия 40–50% обнаружены два спектра ЭПР (рис. 1), связанные с электронами, локализованными на фосфоре, введенном в слой ионной имплантацией с последующим отжигом (1000 °С, 20 мин) ($g_{cp}=1.9980$, $\Delta H_{pp}=2$ Э и $g_{cp}=1.9946$,

$\Delta H_{pp}=7.7$ Эрст). Оба спектра имеют анизотропию тетрагональной симметрии (рис. 2), степень которой оказалась зависящей от концентрации германия, метода эпитаксиального роста слоев и распределения напряжений в них.

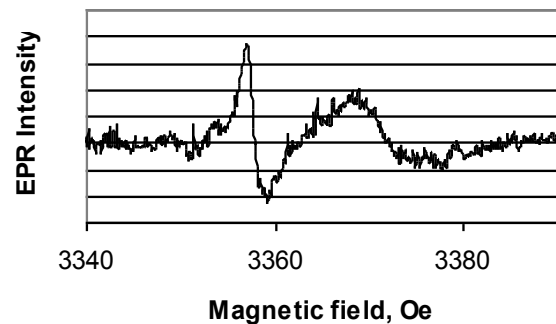


Рис. 1. Спектр ЭПР структуры Si_{1-x}Ge_x, $x \sim 50\%$, легированной фосфором методом ионной имплантации и отожженной при 1000 °С, 20 мин. Измерения проведены при $T=3,6$ К

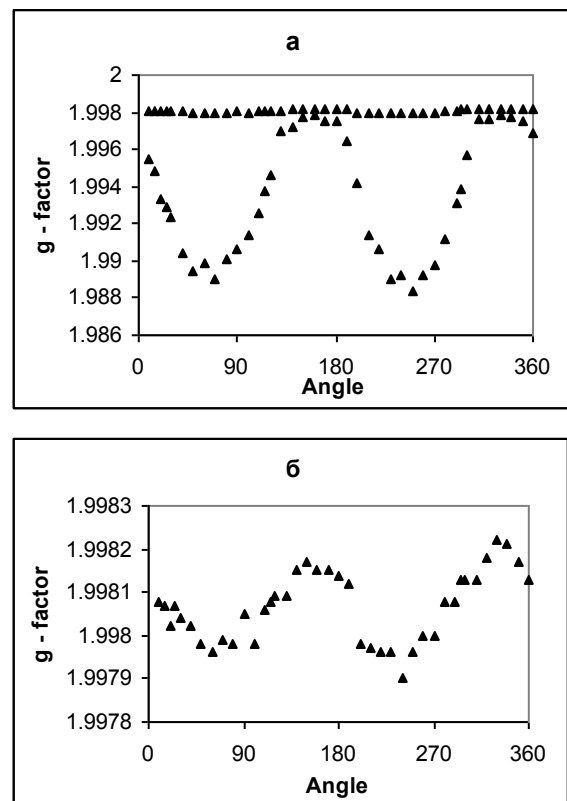


Рис. 2. Угловые зависимости линий спектров ЭПР, связанных с электронами, локализованными на фосфоре, введенном в слой ионной имплантацией с последующим отжигом

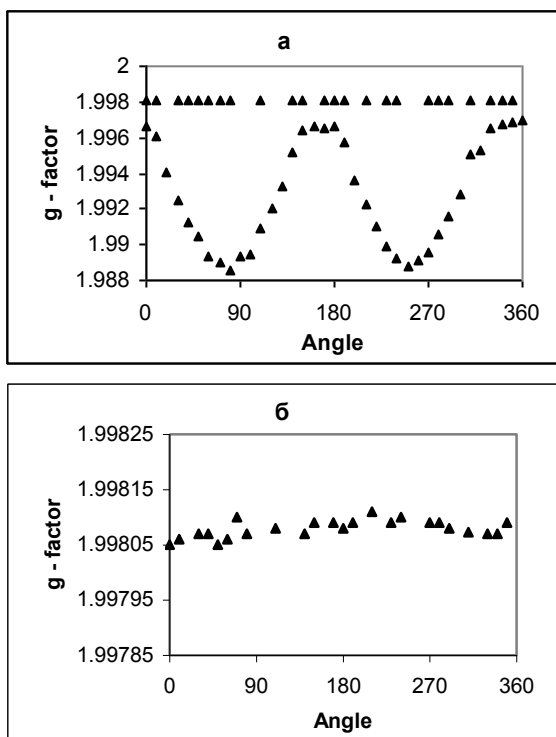


Рис. 3. Угловые зависимости линий спектров ЭПР, связанных с электронами, локализованными на фосфоре, введенном в релаксированный слой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $x \sim 50\%$, легированный фосфором методом ионной имплантации и отожженный при 1000°C , 20 мин. Измерения проведены при $T=3,6\text{ K}$

Полученные данные свидетельствуют, по-видимому, о том, что фосфор в слое SiGe имеет преимущественно два различающихся окружением положения в решетке. Линия с g -фактором ~ 1.998 относится к электрону, локализованному на атоме фосфора и имеющему преимущественно кремниевое окружение, а линия с g -фактором ~ 1.994 относится также к электрону, локализованному на фосфоре, но в кремниевом окружении которого есть значительная доля германия. Таким образом, это свидетельствует о неомогенном распределении германия. Анизотропия этих состояний возникает, по-видимому, вследствие анизотропии напряжений в слое, приводящей к нарушению эквивалентности кремниевых долин зоны проводимости и к тетрагональной симметрии g -факторов. В релаксированных слоях, где вклад напряжений значительно меньше, анизотропия наблюдается только для линии с g -фактором 1.994 (рис. 3).

Мы сравнили температурные зависимости ширины линии и g -фактора в этих образцах с аналогичными зависимостями, полученными на кремнии, легированном фосфором в таких же ус-

ловиях. Несмотря на высокую концентрацию германия (около 50%) в слоях, параметры линии с $g=1.998$ в спектре ЭПР доноров в этих слоях практически не отличаются от значений этих параметров в кремнии. Как видно из рис. 4, g -фактор ведет себя аналогично с ростом температуры в слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $x \sim 50\%$ и в Si. Так, например, наблюдается его рост в интервале 4–80 К и спад при последующем росте температуры, что обусловлено изменением степени локализации электрона на доноре в интервале 4–80 К и движением по c -зоне при $T > 80\text{ K}$ [3].

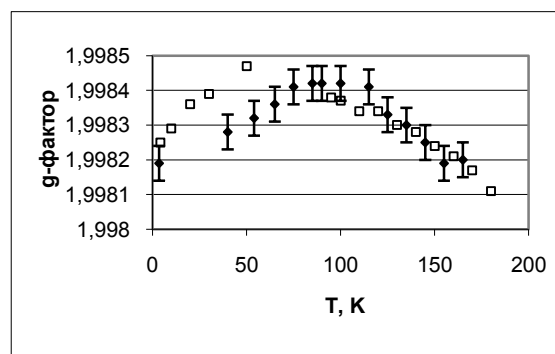


Рис. 4. Температурные зависимости g -фактора линии спектра ЭПР, связанного с электронами, локализованными на фосфоре, введенном в релаксированный слой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, $x \sim 50\%$, в сравнении с образцом Si, легированном фосфором ($N_d=10^{18}\text{ cm}^{-3}$) методом ионной имплантации и отожженных при 1000°C , 20 мин

Работа выполнена при поддержке РФФИ: грант 08-02-00964, и программы Рособразования РНП: проект № 2.1.1/1634.

1. B. Andreev, V. Chalkov, O. Gusev, A. Emelyanov, Z. Krasilnik, V. Kuznetsov, P. Pak, V. Shabanov, V. Shengurov, V. Shmagin, N. Sobolev, M. Stepihova, S. Svetlov. *Nanotechnology* **13**, 97 (2002).

2. О.А. Кузнецов, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.А. Перевозицков, М.В. Шалев, Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов. Релаксированные $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(001)$ буферные слои, выращенные методом газовой фазной эпитаксии при атмосферном давлении // ФТТ. Т. 47, вып. 1. С. 44–46. (2005).

3. A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, S.A. Popkov, A.V. Gusev, V.A. Gavva. Spin relaxation and spin-diffusion length of conduction electrons in silicon with different compositions of isotopes // ICPS-30 July 25–30, 2010. Coex, Seoul, Korea, AIP Conference Proceeding Series (accepted for publication).

4. H. Malissa, W. Jantsch, M. Mühlberger, and F. Schäffler, Z. Wilamowski, M. Draxler and P. Bauer. Anisotropy of g -factor and electron spin resonance linewidth in modulation doped SiGe quantum wells // Appl. Phys. Lett. V. 85. P. 1739–1741 (2004).

Терагерцовая фотопроводимость и новый тип локальных состояний в легированных сплавах на основе теллурида свинца

В.И. Черничкин¹, А.А. Добровольский¹, В.А. Касьян², А.В. Никорич³, В.В. Бельков⁵, С.Н. Данилов⁴, Л.И. Рябова¹, З.М. Дашевский², С.Д. Ганичев⁴, Д.Р. Хохлов¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва.

² Университет Бен-Гурион, Бир Шева, Израиль.

³ Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова.

⁴ Университет Регенсбурга, Регенсбург, Германия.

⁵ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург.
e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Легирование твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ индием приводит к появлению новых свойств, которые не характерны для исходного материала [1, 2]. Так, если количество введенного индия превышает концентрацию других электрически активных примесей и дефектов, уровень Ферми оказывается стабилизированным во вполне определенном положении в энергетическом спектре полупроводника. В $PbTe(In)$ уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. При увеличении содержания олова стабилизированный уровень Ферми сдвигается по направлению к дну зоны проводимости, пересекает запрещенную зону при $0.22 < x < 0.28$, а затем входит в валентную зону. Кроме того, в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ появляется задержанная фотопроводимость при температурах $T < 25$ К. Данный эффект наблюдается в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ независимо от расположения уровня Ферми.

Появление вышеупомянутых эффектов обычно объясняется в рамках представлений о переменной валентности примеси индия. Основное примесное состояние, обеспечивающее стабилизацию уровня Ферми, является двухэлектронным. Это состояние отделено барьером от делокализованных состояний электрона в зоне проводимости. Наличие барьера препятствует быстрой рекомбинации фотовозбужденных электронов, приводя к появлению задержанной фотопроводимости.

Общепринятым является положение о существовании возбужденных примесных состояний. Указанные состояния обеспечивают, в частности, появление задержанной фотопроводимости под действием терагерцового лазерного излучения с длиной волны до 500 мкм в сплаве $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In)$, в котором уровень Ферми стабилизирован на 20 мэВ ниже дна зоны проводимости [3, 4]. Важно отметить, что энергия кванта излучения существенно меньше энергии активации основного примесного состояния. Это означает, что за фотоэффект ответственны локальные электронные состояния, расположенные по энергии в окрестности дна зоны проводимости.

Мы исследовали фотопроводимость под действием терагерцовых лазерных импульсов в пленках $PbTe(In)$, в которых уровень Ферми стабилизирован высоко в зоне проводимости. Идея эксперимента заключалась в рассмотрении вопроса, как высоко по энергии могут располагаться локальные

состояния, ответственные за терагерцовый фотоотклик.

Поликристаллические пленки $PbTe(In)$ напылялись на полиимидные подложки, нагретые до температуры 250 °С. Температурная зависимость сопротивления пленок являлась характерной для вырожденных полупроводников или металлов, задержанная фотопроводимость наблюдалась при $T < 25$ К. Основные свойства пленок аналогичны свойствам монокристаллов $PbTe(In)$.

Измерения фотопроводимости в терагерцовом спектральном диапазоне производились без экранирования образцов от фонового излучения. Для исследований фотопроводимости использовались лазерные импульсы длиной около 100 нс с длиной волн 90, 148 или 280 мкм. При низких температурах $T < 10$ К наблюдалась положительная задержанная фотопроводимость. При возрастании температуры амплитуда положительной задержанной фотопроводимости падала. Одновременно появлялась часть сигнала, связанная с отрицательной фотопроводимостью, для которой форма сигнала повторяла временной профиль лазерного импульса. При высоких температурах отрицательная незадержанная фотопроводимость начинала превалировать (рис.1).

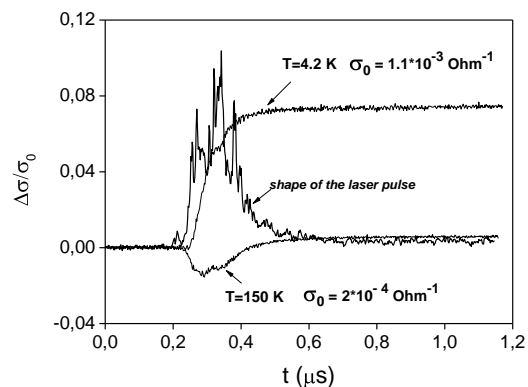


Рис.1. Кинетика относительного фотоотклика в пленках $PbTe(In)$ под действием лазерных импульсов с длиной волны $\lambda = 148$ мкм при различных температурах T . Временной профиль лазерного импульса приведен для соотнесения с кривыми кинетики. σ_0 – проводимость образца до начала лазерного импульса

Температурные зависимости сопротивления пленки, измеренные в темноте и под действием фонового излучения, сильно различались в облас-

ти температур $T < 25$ К, причем сопротивление пленки падало более чем в два раза по сравнению с темновым значением в области температур $T < 10$ К. По мере повышения температуры различие между «темновой» и «фоновой» зависимостями уменьшалось, и к 25 К практически исчезало. Фотопроводимость под действием лазерных импульсов оказывалась весьма заметной даже на фоне увеличения проводимости пленки под действием фоновой подсветки. Амплитуда фотоотклика была максимальной для лазерного излучения с длиной волны 90 мкм, несколько меньшей для длины волны 148 мкм, несмотря на то что мощность в импульсе для этой длины волны была вдвое выше (рис. 2).

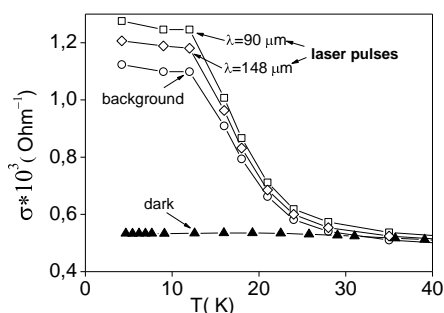


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости пленки PbTe(In), измеренная в темноте, под действием фоновой подсветки, и после лазерных импульсов с различной длиной волны

Аналогичная эволюция фотопроводимости под действием терагерцовых лазерных импульсов была получена нами ранее в объемных кристаллах Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) [3, 4]. Было показано, что положительная фотопроводимость связана с фотовозбуждением метастабильных примесных состояний. Отрицательная фотопроводимость соответствует разогреву электронного газа, сопровождаемому падением подвижности электронов. Свойства терагерцовой фотопроводимости в пленках PbTe(In) аналогичны, поэтому естественно считать, что и механизмы, ответственные за появление фотоотклика, те же, что и в монокристаллах Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In).

Важным моментом, который не анализировался в явном виде в [3, 4], является следующий. В экспериментах с Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) образцы всегда подвергались действию фоновой тепловой подсветки, что приводило к фотогенерации долгоживущих неравновесных свободных электронов при низких температурах. Концентрация этих электронов составляла $n \sim 10^{17}$ см⁻³, что соответствует положению квазиуровня Ферми на ~ 10 мэВ выше дна зоны проводимости. Эта величина существенно больше, чем энергия кванта лазерного излучения 2.5 мэВ (длина волны 496 мкм), 4.4 мэВ (длина волны 280 мкм) и даже 8.4 мэВ (длина волны 148 мкм). Это означает, что локальные состояния, ответственные за появление положительной задержанной фотопроводимости, должны располагаться на энергетическом расстоянии не менее чем 2.5 мэВ от квазиуровня Ферми (рис. 3). Результат

по фотопроводимости Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In) дает основание считать, что положение локальных метастабильных состояний не связано с определенной позицией в энергетическом спектре материала, а следует за квазиуровнем Ферми. Полученные результаты подтверждают это предположение.

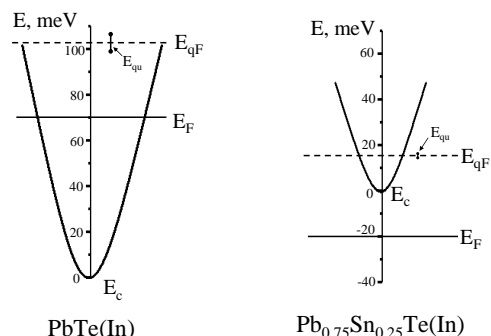


Рис. 3. Зонные диаграммы PbTe(In) и Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te(In). E_c – дно зоны проводимости, E_F – положение стабилизированного уровня Ферми в равновесии («темновое состояние»), E_{qF} – низкотемпературное положение квазиуровня Ферми под действием фоновой подсветки в условиях эксперимента, E_{qu} – минимальная энергия кванта терагерцового излучения, при которой зарегистрирован фотоотклик

В PbTe(In) уровень Ферми стабилизирован на 70 мэВ выше дна зоны проводимости. Поэтому темновая концентрация равновесных электронов достигает $n = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при $T = 4.2$ К. Поскольку фотовозбужденные электроны являются долгоживущими при низких температурах, поток фоновой подсветки может существенно увеличить величину n даже по сравнению с высокой исходной концентрацией электронов. Можно видеть, что квазиуровень Ферми находится приблизительно в 100 мэВ выше дна зоны проводимости и на 30 мэВ выше равновесного положения уровня Ферми, которое определяется основным примесным состоянием, стабилизирующим уровень Ферми. Тем не менее фотоотклик наблюдается вплоть до длины волны лазера 148 мкм, что означает, что локальные электронные состояния существуют в энергетической окрестности 8.4 мэВ относительно квазиуровня Ферми (рис. 3).

Таким образом, локальные состояния, отвечающие за терагерцовый фотоотклик, не привязаны к какому-либо определенному положению в энергетическом спектре, а следуют за квазиуровнем Ферми. Следует особо отметить, что это уникальная ситуация в физике конденсированного состояния.

1. B.A. Volkov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov, Physics-Uspokhi **45**, 819 (2002).
2. L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov, JETP Lett. **80**, 133 (2004).
3. D. Khokhlov, L. Ryabova, A. Nicorici, V. Shklover, S. Ganichev, S. Danilov, V. Bel'kov, Appl. Phys. Lett. **93**, 264103 (2008).
4. A.V. Galeeva, L.I. Ryabova, A.V. Nikorich, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, D.R. Khokhlov, JETP Lett. **91**, 35 (2010).

Предельные длительность и мощность импульсов сверхизлучающих лазеров на многослойных гетероструктурах с субмонослойными квантовыми точками

С.А. Блохин¹, Н.Ю. Гордеев¹, Л.Я. Карачинский¹, Е.Р. Кочаровская²,
Вл.В. Кочаровский², В.А. Кукушкин², И.И. Новиков¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург.

²Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

e-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

Развита теория многомодовой импульсной генерации при постоянной накачке сверхизлучающих гетеролазеров на многослойных структурах с субмонослойными квантовыми точками и распределённой обратной связью встречных волн в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах частот. Показано, что в отсутствие как модуляции параметров лазера, так и каких-либо поглотителей в нем возможна генерация пикосекундных и субпикосекундных импульсов излучения, имеющих длительность короче времён релаксации активной среды. Подобная импульсная генерация обусловлена совместным действием эффектов суперфлюоресценции и самосинхронизации продольных мод гетеролазера и открывает возможность создания нового типа полупроводниковых лазеров (класса D), дающих мощные предельно короткие импульсы когерентного излучения. Проведены оценки минимальной длительности и максимальной мощности импульсов указанных сверхизлучающих лазеров, и обсуждаются простейшие схемы их практической реализации на базе современных субмонослойных гетероструктур.

КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Принцип работы сверхизлучающего лазера на квантовых ямах или квантовых точках с непрерывной накачкой при сохранении традиционной конструкции волновода был разработан более десяти лет тому назад [1, 3]. Однако его реализация, отвечающая созданию полупроводникового лазера класса D или C [2, 4], упиралась в отсутствие технологии выращивания квантоворазмерных структур с большой энергетической и пространственной плотностью электрон-дырочных состояний и не слишком малым, пикосекундным временем релаксации их поляризации (когерентности).

Рассматриваемое ниже решение проблемы создания сверхизлучающего полупроводникового лазера основано на использовании специально спроектированных GaAs/InGaAs-гетероструктур, имеющих несколько (10–30) слоёв субмонослойных квантовых точек с большой поверхностной плотностью отдельного слоя $(1-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [6–10] и резонансную распределённую обратную связь встречных электромагнитных волн. Величину последней в не очень коротких лазерных образцах можно подобрать так, чтобы в центре брэгговской запрещённой полосы частот интегральный коэффициент отражения (по интенсивности) был порядка 50 %, а ширина этой полосы была меньше так называемой кооперативной частоты массива

ется возможным возбуждение электромагнитных мод с инкрементом, большим однородного уширения и обеспечивающим реализацию модового сверхизлучения. Этот инкремент для достаточно коротких образцов оказывается меньше межмодового частотного интервала, так что каждая мода может породить свой независимый импульс сверхизлучения, фактически формируемый активными центрами из узкого спектрального интервала неоднородно уширенной линии активной среды, определяемого указанным инкрементом.

Линейная теория позволяет найти характерные значения длины сверхизлучающего гетеролазера и исследовать спектр мод в зависимости от ширины запрещённой зоны. Усиление распределённой обратной связи уменьшает требуемую длину образца, но уширяет спектральный состав излучения. Достаточно свободный выход волн из гетероструктуры, необходимый для сверхизлучательной генерации, отвечает не слишком большим значениям её безразмерной длины L (измеряемой в единицах так называемой кооперативной длины $c/v_c \sqrt{\epsilon_0}$) и безразмерной амплитуды брэгговской модуляции β , когда величина $b = \beta L$, а с ней и резонансный коэффициент отражения волн $\sqrt{R_0} = th(\beta L)$, меньше или порядка единицы и в запрещённую полосу частот шириной 2β фактически не попадает ни одна продольная мода. Вместе с тем, если величина b много меньше единицы, то брэгговская селекция мод неэффективна и сверхизлучательная генерация выражена слабо или отсутствует совсем. Конкретное пороговое значение величины b зависит от релаксационных параметров (минимальным является значение $b \sim 1/3$). При его небольшом превышении излучаемые импульсы имеют малую амплитуду, а их длительность в несколько раз превышает время релаксации поляризации отдельной квантовой точки T_2 . Оптимальными являются значения параметра $b = 1 - 2$; тогда лазер генерирует небольшое число мод и его излучение квазипериодично с периодом, близким к времени накачки T_1 .

В докладе детально рассмотрены следующие режимы генерации: 1) стационарный (1- и 2-модовый), 2) автомодуляционный (для высокодобротных мод), 3) сверхизлучательный (для низкодобротных мод), 4) самосинхронизации мод.

Таким образом, в настоящей работе показано, что благодаря современным нанотехнологиям выращивания лазерных гетероструктур с массивами субмонослойных квантовых точек и методам динамической селекции мод за счёт брэгговского перераспределения встречных волн становится реальным экспериментальное создание сверхизлучающих полупроводниковых лазеров с непрерывной инжекционной или оптической накачкой, генерирующих при комнатной температуре квазирегулярную или квазихаотическую последовательность мультиваттных субпикосекундных импульсов когерентного излучения в оптическом или ближнем инфракрасном диапазонах длин волн.

В докладе дано качественное описание нелинейной динамики и спонтанной синхронизации мод, обусловленной процессами сверхизлучения в лазерах класса D на многослойных гетероструктурах с субмонослойными квантовыми точками. Выявлены особенности выжигания спектральных провалов в неоднородно уширенной линии генерации в процессе перераспределения, усиления, дисперсионного расплывания и нелинейного взаимодействия встречных электромагнитных волн, образующих сверхизлучающие и/или самосинхронизирующиеся моды. Изучены динамические спектры ожидаемых импульсов сверхизлучения и самосинхронизации мод, выяснены возможные режимы их генерации, установлены предельные параметры генерируемых импульсов и необходимые для их получения параметры лазерных гетероструктур и накачки. Обсуждаются также перспективы создания сверхизлучающих гетеролазеров с низкодобротными комбинированными резонаторами типа Фабри – Перо с распределённой обратной связью.

Работа выполнена при поддержке проекта 1.7.9 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21.

1. *Belyanin, A.A.* Novel Schemes and Prospects of Superradiant Lasing in Heterostructures / A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I.V. Kocharovskiy, D.S. Pestov // *Laser Physics*. 2003. V. 13, № 2. P. 1-7.

2. *Ханин, Я.И.* Основы динамики лазеров / Я.И. Ханин. - М.: Физматлит, 1999.

3. *Belyanin, A.A.* Superradiant generation of femtosecond pulses in quantum-well heterostructures/ A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I.V. Kocharovskiy // *Quantum and Semiclassical Optics*. 1998. V. 10. P. L13.

4. *Belyanin, A.A.* Collective QED processes of electron-hole recombination and electron-positron annihilation in a strong magnetic field / A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I.V. Kocharovskiy // *Quantum and Semiclassical Optics*. 1997. V. 9. P. 1-44.

5. *Железняков, В.В.* Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах / В.В. Железняков, В.В. Кочаровский, В.В. Кочаровский // *УФН*. 1989. Т. 159, вып. 2. С. 194-260.

6. *Krestnikov, I.L.* Arrays of Two-Dimensional Island Formed by Submonolayer Insertions: Growth, Properties, Devices / I.L. Krestnikov, N.N. Ledentsov, A. Hoffman, D. Bimberg // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 2001. V. 183, № 2. P. 207-233.

7. *Xu Zh.* Structure and optical anisotropy of vertically correlated submonolayer InAs/GaAs quantum dots / Xu Zh., D. Birkedal, J.M. Hvam et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82, № 22. P. 3859-3861.

8. *Blokhin, S.A.* Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Based on Submonolayer InGaAs Quantum Dots / S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov et al. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2006. V. 42, № 9. P. 851-858.

9. *Germann, T.D.* High-power semiconductor disk laser based on InAs/GaAs submonolayer quantum dots / T.D. Germann, A., Strittmatter, J. Pohl et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. P. 101123.

10. *Ting, D. Z.-Y.* Submonolayer quantum dot infrared photodetector / D. Z.-Y. Ting, S.V. Bandara, S.D. Gunapala // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 111107.

Люминесценция электронно-дырочной жидкости и биэкситонов в квазидвумерных SiGe-слоях кремниевых гетероструктур в видимой области спектра

Т.М. Бурбаев, А.В. Новиков¹, Н.Н. Сибельдин, М.А. Скориков, Д.В. Шепель

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр., 53.

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105.

e-mail: denisshepel@yandex.ru

Представленная работа посвящена исследованию свойств системы электронно-дырочных возбуждений в напряженных квазидвумерных SiGe-слоях гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x/Si. Слои имели толщину $d = 2-5$ нм, меньше боровского радиуса экситона в кремнии, равному примерно 5 нм. Недавно в работах [1-3] методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в таких гетероструктурах была обнаружена электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ). В работах [1, 2] исследования проводились на структурах с небольшим содержанием германия $x = 0.05$ в слоях толщиной 5-70 нм. В работе [3] была обнаружена квазидвумерная ЭДЖ в слое толщиной $d = 2$ нм при $x \approx 0.09$. В настоящей работе представлены результаты исследования структур с $x \approx 0.09$ и толщинами слоев 2 и 4 нм, полученные методом низкотемпературной ФЛ как в ближней инфракрасной (БИК), так и в видимой области спектра. Излучение в видимой области возникает при так называемых двухэлектронных переходах, т.е. при одновременной рекомбинации 2 электронов и 2 дырок [4, 5]. Энергия фотона, испускаемого при такой рекомбинации, примерно в 2 раза больше, чем при обычной рекомбинации электронов и дырок. В видимой области спектра отсутствуют линии излучения свободных и связанных на примесях экситонов, а также других объектов, которые содержат менее двух электронно-дырочных пар. Поэтому сопоставление одноэлектронных (наблюдаемых в БИК области) и двухэлектронных спектров позволяет сделать более точные заключения о происхождении различных компонент спектра.

Было обнаружено, что в структурах с $d = 2$ нм при достаточно низких температурах и высоких уровнях возбуждения в SiGe-слое образуется ЭДЖ, состоящая из квазидвумерных дырок и квазитрехмерных электронов [3]. Показано, что в состав газовой фазы входят как экситоны, так и биэкситоны. В спектре ФЛ гетероструктуры с $d = 4$ нм наблюдалось лишь излучение локализованных экситонов и биэкситонов, а излучение ЭДЖ отсутствовало. Причина такого поведения состоит в том, что структуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si являются гетероструктурами II рода с потенциальным барьером для электронов и ямой для дырок в SiGe-слое [6-8]. Неравновесные электроны и дырки в таких структурах пространственно разделены: дырки находятся в квантовой яме в SiGe-слое, а электроны – преимущественно в кремнии вблизи гетерограниц Si/SiGe, т.е. экситоны являются простран-

ственно непрямыми, и отталкивательное взаимодействие между ними преобладает. При низких температурах такие экситоны локализованы в потенциальных ямах, возникающих из-за неоднородностей состава в плоскости слоя и на гетерогранице. Однако, если туннельная прозрачность барьера достаточно высока, электронная плотность может быть максимальной внутри SiGe-слоя [8]. Экситоны в этом случае пространственно прямые, и взаимодействие между ними может приводить к образованию биэкситонов и конденсации в ЭДЖ. Отметим, что исследованные в [1, 2] гетероструктуры Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с $x = 0.05$ также II рода, однако барьер для электронов в них мал. При высоких уровнях накачки неравновесные носители заряда в таких гетероструктурах ведут себя как в гетероструктурах I рода из-за искривления зон, вызванного кулоновским полем пространственно разделенных электронов и дырок [7].

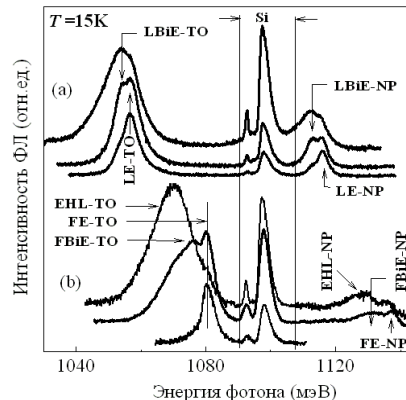


Рис.1. Трансформация спектров ФЛ в БИК-области для структур с толщинами SiGe-слоев $d = 4$ (a) и 2 нм (b) при увеличении интенсивности накачки P . $a - P = 0.2$; 1.5 и 170 Вт/см² соответственно для нижнего, среднего и верхнего спектров. $b - P = 0.35$; 1.9 и 170 Вт/см². $T = 15$ К

На рис.1 показаны спектры ФЛ в БИК-области исследованных структур, измеренные при температуре 15 К. При низком уровне возбуждения в спектрах видны бесфононные линии свободных и локализованных экситонов, соответственно FE-NP (b) и LE-NP (a) и их повторения FE-TO (b) и LE-TO (a), отвечающие испусканию поперечных оптических (ТО) фононов. В спектрах структуры со слоем толщиной 2 нм линии излучения сдвинуты в сторону больших энергий по отношению к линиям ФЛ структуры с $d = 4$ нм из-за большей вели-

ны энергии размерного квантования дырок в более узком слое. При увеличении уровня возбуждения с длинноволновой стороны от экситонных линий появляются узкие линии излучения локализованных (LBE-NP и LBE-TO в структуре с $d = 4$ нм) и свободных (FBE-NP и FBE-TO в структуре с $d = 2$ нм) биэкситонов. Интенсивность линии FBE в структуре с $d = 2$ нм сверхлинейно (почти квадратично) зависела от интенсивности линии свободных экситонов FE, которая линейно возрастала при увеличении уровня возбуждения. Квадратичная зависимость интенсивности при изменении уровня возбуждения характерна для излучения свободных биэкситонов. При дальнейшем увеличении плотности возбуждения в гетероструктуре с толщиной слоя 2 нм в спектре возникают широкая бесфононная линия ЭДЖ (EHL-NP) и ее ТО-повторение (EHL-TO). В гетероструктуре с $d = 4$ нм образование ЭДЖ не наблюдалось даже при максимальной использованной мощности накачки. Помимо линий излучения SiGe-слоев в спектрах ФЛ структур наблюдаются хорошо известные линии излучения буферного и защитного слоев кремния, соответственно обозначенные на рис. 1 как Si.

Исследованные гетероструктуры отличаются друг от друга туннельной прозрачностью потенциальных барьеров, препятствующих проникновению неравновесных электронов в SiGe-слой. Барьер толщиной 2 нм прозрачен для электронов, электронная плотность оказывается максимальной в центре барьера, и они образуют с дырками пространственно прямые экситоны, а при увеличении накачки свободные биэкситоны и ЭДЖ. Барьер толщиной 4 нм разделяет электроны и дырки. ЭДЖ при тех же условиях в этом случае не образуется.

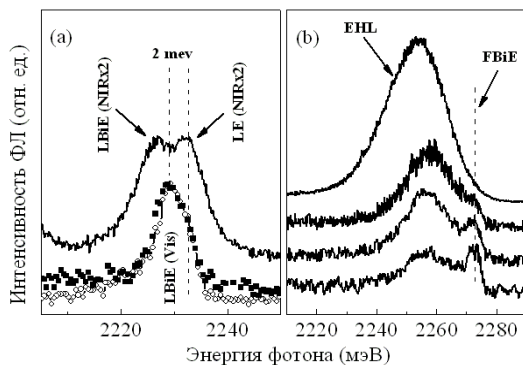


Рис. 2. Двухэлектронные спектры ФЛ в видимой области при различных плотностях накачки P ($T = 15$ К). $a - d = 4$ нм; $P = 0.3$ (квадратики) и 1.2 (кружки) Вт/см². Верхний спектр получен из NP-компоненты спектра, измеренного в БИК-области (рис.1, a , средний спектр), посредством удвоения энергий квантов ФЛ. $b - d = 2$ нм; $P = 0.5; 1; 2.5$ и 150 Вт/см² (уровень возбуждения растёт от нижнего спектра к верхнему)

Независимым аргументом в пользу приведенной интерпретации линий ФЛ в БИК-области явилось наблюдение в видимой области спектра соот-

ветствующих им бесфононных линий излучения, связанных с двухэлектронными переходами (рис. 2).

В спектре структуры с $d = 4$ нм наблюдалась только узкая линия локализованных биэкситонов (рис. 2, a). Определена энергия связи локализованных биэкситонов (≈ 2 мэВ). Она определялась как разность между удвоенной энергией квантов LE-NP в БИК-области (см. верхний спектр на рис. 2, a) и энергией квантов ФЛ LBE в видимой области (нижний спектр). На структуре с $d = 2$ нм при относительно невысоких уровнях накачки была обнаружена узкая линия рекомбинационного излучения биэкситонов (рис. 2, b). С повышением уровня возбуждения в двухэлектронном спектре с длинноволновой стороны от биэкситонной линии появлялась широкая полоса излучения ЭДЖ. Линия ЭДЖ доминирует в спектре при достаточно высоких уровнях возбуждения ($P > 2$ Вт/см²), а ее форма не изменяется при дальнейшем росте P , как и должно быть для спектра излучения ЭДЖ.

Таким образом, в работе получены следующие результаты:

- В гетероструктурах Si/Si_{1-x}Ge_x/Si с туннельно-прозрачным барьером для электронов обнаружено излучение квазидвумерной ЭДЖ и свободных биэкситонов в желто-зеленой области спектра, возникающее при двухэлектронных переходах. Эти результаты дают новое независимое доказательство образования квазидвумерной ЭДЖ и биэкситонов в указанных гетероструктурах.

- Установлены требования к зонным параметрам структуры, при выполнении которых возможно образование ЭДЖ такого типа и биэкситонов.

- В гетероструктурах с невысокой туннельной прозрачностью барьера для электронов в зоне проводимости обнаружено излучение пространственно непрямых локализованных биэкситонов, которое наблюдалось вплоть до температуры ≈ 15 К.

- Из сопоставления спектров ФЛ в БИК и видимой областях спектра определена энергия связи локализованных биэкситонов, равная ≈ 2 мэВ.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (10-02-01003), Программ фундаментальных исследований РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № П546).

1. Т.М. Бурбаев, Е.А. Бобрик, В.А. Курбатов и др., Письма в ЖЭТФ **85**, в. 7, 410 (2007).
2. V.S. Bagaev, V.S. Krivobok, S.N. Nikolaev et al., Phys. Rev. B **82**, 115313 (2010).
3. Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев, Д.Н. Лобанов и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 341, (2010).
4. K. Betzler and R. Conradt, Phys. Rev.Lett. **28**, 1562 (1972).
5. T. W. Steiner, L. C. Lenchyshyn, M. L. W. Thewalt et al., Solid State Commun. **89**, 429 (1994).
6. M. Rieger and P. Vogl, Phys. Rev. B **48**, 14276 (1993).
7. T. Baier, U. Mantz, K. Thonke et al., Phys. Rev. B **50**, 15191 (1994).
8. C. Penn, F. Schaffler, G. Bauer, and S. Glusch, Phys. Rev. B **59**, 13314 (1999).

Подавление совпадений магнитных уровней в наклонных магнитных полях в квантовой яме HgTe как следствие электронных фазовых переходов в режиме квантового эффекта Холла

М.В. Якунин¹, А.В. Суслов², С.М. Подгорных¹, С.А. Дворецкий³, Н.Н. Михайлов³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. С.Ковалевской, 18, Екатеринбург.

² National High Magnetic Field Laboratory, Florida State University, 1800 East Paul Dirac Drive, Tallahassee, Florida.

³ Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск.

e-mail: yakunin@imp.uran.ru

Сильное спин-орбитальное взаимодействие в HgTe позволяет реализовать широкие спиновые щели как в магнитном поле, так и в его отсутствие, приводя к величине эффективного g -фактора g^* , достигающего в двумерных слоях материала значений до $|g^*| = 60$ [1]. При этом произведение g -фактора на эффективную массу, отнесенную к массе свободного электрона, превышает единицу, $g^*m^*/m_0 = 1.4$, поэтому в данном материале существуют облегченные условия для реализации эффекта совпадений магнитных спиновых уровней в наклонных магнитных полях. Если в традиционных гетеросистемах для достижения первого совпадения требуется сильный наклон поля, так что поле всего на несколько градусов отклоняется от ориентации вдоль слоев, потому перпендикулярная компонента поля ограничивается лишь областью осцилляций Шубникова – де Гааза, то в HgTe данный угол лишь несколько превышает 60° , и совпадения уровней могут иметь место при существенно больших величинах перпендикулярного поля, достигающих режима квантового эффекта Холла (КЭХ).

Мы представляем результаты исследований квантового магнитотранспорта в перпендикулярном и наклонных магнитных полях в квантовой яме $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ шириной 20.3 нм, с обеих сторон легированной индием на расстоянии спейсеров примерно по 10 нм. Плотность электронного газа в образце примерно $1.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, подвижность $22 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

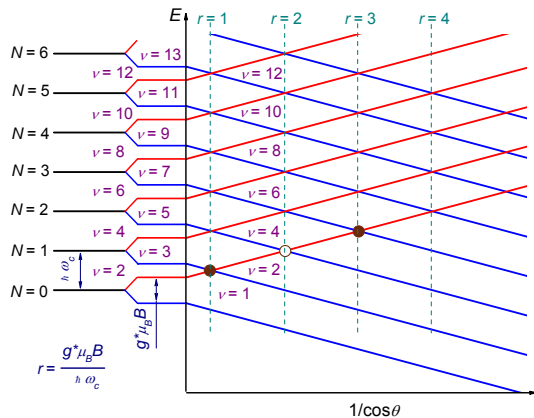


Рис. 1. Схема совпадений магнитных уровней в наклонных полях в рамках простого одноэлектронного рассмотрения зоны, идентичной Γ_6

Совпадения уровней реализуются за счет того, что при фиксированных величинах перпендикулярной компоненты поля B_\perp спиновые щели могут быть увеличены при добавлении параллельной слоям компоненты поля B_\parallel и имеют место при таких углах наклона поля θ , когда спиновая щель есть целое кратное r циклотронной энергии (рис. 1), что сводится к соотношению

$$g^* m^* / m_0 = 2r \cos \theta, r = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

Экспериментально совпадения в режиме КЭХ проявляются в картине магнитосопротивления (МС) $\rho_{xx}(B_\perp, B_\parallel)$ в виде перемычек, перекрывающихся при определенных величинах B_\parallel минимумы МС, соответствующие целым значениям фактора заполнения ν (рис. 2). Как видно из рис. 2, полученные совпадения укладываются на семейство исходящих из нуля лучей, наклоненных на фиксированные углы, согласующиеся с формулой (1) для $r = 1, 2, 3 \dots$, что указывает на приемлемость простой схемы описания совпадений в сложной структуре зоны проводимости двумерного слоя HgTe. Эти же совпадения укладываются на другое семейство лучей, исходящих из точки B_\parallel^0 на оси B_\parallel , отвечающей условию полной спиновой поляризации электронной системы $g^* \mu_B B_\parallel^0 = 2E_F$, E_F – уровень Ферми, μ_B – магнетон Бора. Эти лучи соответствуют движению между целыми значениями ν вдоль верхних спиновых подуровней на схеме рис. 1 и при достаточно больших углах описываются в рамках той же простой схемы формулой

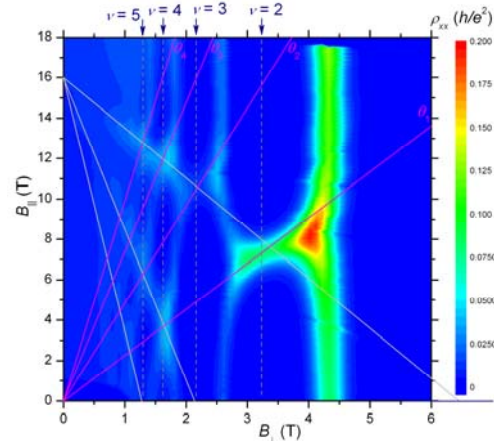


Рис. 2. Магнитосопротивление $\rho_{xx}(B_\perp, B_\parallel)$ при температуре 0.32 К. Лучи, исходящие из нуля, соответствуют фиксированным $r = 1, 2, 3, 4$ по формуле (1). Лучи, идущие вниз от $B_\parallel^0 = 16 \text{ Т}$, соответствуют уравнению (2) для $M = 1, 3, 5$

$$B_{\parallel} = \frac{2}{g^*(m^*/m_0)}(B_{\perp} - MB_{\perp}), M = 1, 3, 5 \dots, \quad (2)$$

$B_{\perp} = \hbar n_s / e$ – положение минимума МС для $\nu = 1$, n_s – плотность электронного газа (рис. 2). Данная система совпадений проявляется в эксперименте существенно ярче, чем традиционная для фиксированных углов (1), рис. 3.

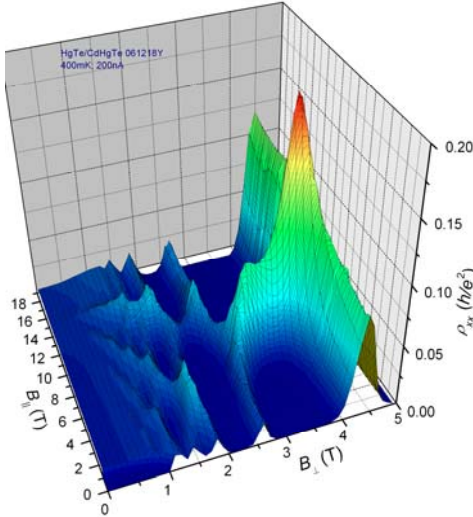


Рис. 3. То же, что на рис. 2, в объемном представлении. Хорошо видно как пики совпадений укладываются на траектории второго типа. На траектории для $M = 1$ видно, что совпадение при $\nu = 3$ подавлено сильнее, чем при $\nu = 2$ и $\nu \geq 4$

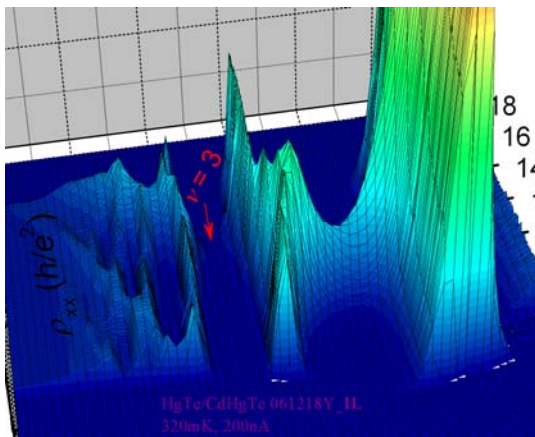


Рис. 4. Идентично рис. 3, но в состоянии после ИК-подсветки. Увеличившаяся подвижность привела к большему подавлению совпадения при $\nu = 2$ и практически полному подавлению МС в ожидаемом совпадении при $\nu = 3$.

В сильных магнитных полях в отвечающих совпадениям особенностях МС проявляется сложная структура: пики МС расщепляются и смещаются из долины от соответствующего целого значения ν на близлежащие хребты для полуцелых ν , оставляя при целом ν либо пониженную (рис. 2, 3), либо сходящую на ноль перемычку (рис. 4). Такое поведение означает, что соответствующие совпадения уровней подавляются, т.е. пересечения уровней заменяется на их антипересечения. Примечательно, что для $\nu = 3$ наблюдается существ-

венно более сильное подавление совпадения, чем для $\nu = 2$ и $\nu > 3$.

Антипересечение уровней в эффекте совпадения в наклонных полях может иметь место вследствие спин-орбитального взаимодействия [2]. Этим механизмом можно было бы описать подавление совпадения при $\nu = 2$, поскольку в этом случае взаимодействуют уровни Ландау с номерами, различающимися на 1. Однако в совпадении при $\nu = 3$ участвуют уровни, номера Ландау которых различаются на 2 (рис. 1). Спин-орбитальное взаимодействие между ними проявится только во втором порядке, тогда антикроссинг будет выражен существенно слабее, в противоположность эксперименту. Другой механизм формирования антикроссинга связан с переходом электронной системы в полностью спин-поляризованное состояние при прохождении точек ожидаемых совпадений уровней, что ведет к фазовому переходу системы в квантово-холловский ферромагнетик [4]. Подавление совпадения наблюдалось ранее в слое $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ [3], однако только для одного значения фактора заполнения $\nu = 2$. Большая величина произведения g^*m^*/m_0 в HgTe позволяет наблюдать совпадения при больших величинах B_{\perp} и таким образом анализировать совпадения при больших ν , оставаясь в режиме КЭХ. Если в наших экспериментальных картинах двигаться по траектории для $M = 1$ на плоскости $(B_{\perp}, B_{\parallel})$ от ослабленного совпадения при $\nu = 2$ к подавленному пересечению при $\nu = 3$ и далее к точкам пересечения при $\nu \geq 4$, то обнаруживается существенная немонотонность подавления пересечений. Сильнее прочим подавлено пересечение для $\nu = 3$, а при $\nu \geq 4$ наблюдаются устойчивые пики совпадений. Восстановление пересечений в слабых B_{\perp} можно объяснить в рамках механизма формирования КХ-ферромагнетика перекрытием уровней [5]. Характерно, что в $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ [3] наблюдали устойчивое совпадение уже при $\nu = 3$, что подтверждает последний механизм.

Работа выполняется при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00427, 09-02-96518) и Программы президиума РАН 09-П-2-1037.

1. *Yakunin, M.V.* Spin splittings in the n-HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te(013) quantum well with inverted band structure / M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky // *Physica E*. 2010. V. 42, № 4. P. 948–951.
2. *Fal'ko, V.I.* Cyclotron and electric-dipole spin resonances in a 2DEG in the vicinity of the crossing of the spin-split LLs // *Phys. Rev. B* 1992. V. 46, № 7. P. 4320–4323.
3. *Koch, S.* Suppression of the Landau-level coincidence: A phase transition in tilted magnetic fields / S. Koch, R.J. Haug, K. v. Klitzing, M. Razeghi // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 47, № 7. P. 4048–4051.
4. *Giuliani, G.F.* Spin-polarization instability in a tilted magnetic field of a 2DEG with filled LLs / G.F. Giuliani, J.J. Quinn // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 31, № 10. P. 6228–6232.
5. *Yarlagadda S.* Magnetization instabilities at tilted magnetic fields in the quantum Hall regime // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 44, № 23. P. 13101–13104.

Применение бесконтактных акустических методов для исследования параметров и механизмов проводимости гетероструктур

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², D.R. Leadley³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

² National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA.

³ Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK.
e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe

В настоящей работе для исследований гетероструктур n-GaAs/AlGaAs с квантовым эффектом Холла используются акустические бесконтактные методы, впервые примененные авторами работы [1]. Теоретические расчеты поглощения и изменения скорости поверхностной акустической волны (ПАВ) при ее взаимодействии с носителями заряда в двумерном канале были произведены в работе [2].

В настоящей работе показано на примере гетероструктуры n-GaAs/AlGaAs с подвижностью $\sim 2 \cdot 10^6$ см²/(Вс) как акустическими методами можно определять кинетические характеристики делокализованных электронов, а также характер прыжковой высокочастотной проводимости.

При одновременном измерении в магнитном поле поглощения и изменения скорости поверхностной акустической волны, взаимодействующей с электронами в двумерном канале, можно вычислять реальную и мнимую части высокочастотной проводимости [3]. Если носители делокализованы, то в области частот ПАВ, используемых в работе (30–400 МГц), мнимая компонента проводимости очень мала и ею можно пренебречь. Если носители заряда локализованы и проводимость является прыжковой, то мнимая компонента проводимости может превышать реальную [4].

Акустические методы, основанные на использовании поверхностных акустических волн (ПАВ), дают возможность работать с образцами квадратной или прямоугольной формы без создания электрических контактов. Для этого используется «гибридный» метод, когда поверхностная акустическая волна распространяется по поверхности пьезодиэлектрика LiNbO₃, а исследуемая структура слегка прижимается к поверхности ниобата лития пружиной. Волна деформации, распространяющаяся по поверхности ниобата лития, сопровождается волной электрического поля такой же частоты. Электрическое поле проникает в канал с двумерной проводимостью, вызывая высокочастотные токи и соответственно поглощение энергии волны, при этом изменяется и ее скорость. В такой конфигурации эксперимента деформация в образец не передается.

В режиме целочисленного эффекта Холла комплексная высокочастотная проводимость $\sigma_{xx}^{ac} = \sigma_1 - i\sigma_2$ исследовалась в n-GaAs/AlGaAs ($n = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻²) в интервале (0.3–4.2) К и магнитном поле до 18 Тл. Из измеренных в эксперименте величин поглощения ПАВ в магнитном поле $\Delta\Gamma = \Gamma(B) - \Gamma(0)$ и относительного изменения ее ско-

рости $\Delta V/V$ можно было вычислить реальную (σ_1) и мнимую (σ_2) компоненты высокочастотной проводимости по формулам [2]

$$\Gamma(H) = 8.68 \frac{K^2}{2} qA \frac{(4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V)}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V]^2},$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{K^2}{2} A \frac{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V]}{[1 + 4\pi\sigma_2 t(q) / \epsilon_s V]^2 + [4\pi\sigma_1 t(q) / \epsilon_s V]^2},$$

$$A = 8b(q)(\epsilon_1 + \epsilon_0)\epsilon_0^2 \exp[-2q(a+d)],$$

где K^2 – константа электромеханической связи, q и V – волновой вектор и скорость ПАВ в LiNbO₃, a – расстояние между диэлектриком и изучаемой гетероструктурой, d – глубина залегания двумерного слоя, ϵ_1 , ϵ_0 и ϵ_s – диэлектрические постоянные ниобата лития, вакуума и арсенида галлия соответственно, b и t – сложные функции a , d , ϵ_1 , ϵ_0 и ϵ_s . Использование этих формул дает возможность определять из экспериментально измеренных величин Γ и $\Delta V/V$ значения σ_1 и σ_2 , если известны величины a и d . Глубина залегания двумерного слоя определяется технологами, а величина a определяется как подгоночный параметр различными способами в зависимости от характера изучаемых эффектов.

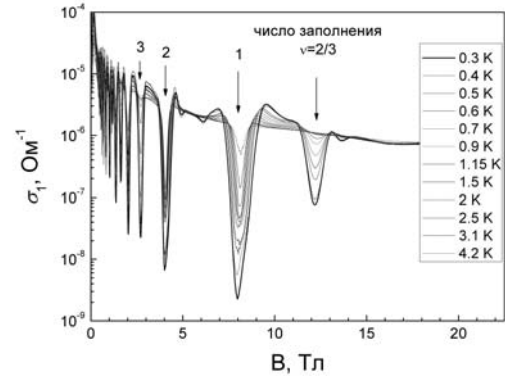


Рис. 1. Зависимость реальной части проводимости σ_1 от магнитного поля при разных температурах; $f = 30$ МГц

Измерения коэффициента поглощения ПАВ (Γ) и изменения скорости звука ($\Delta V/V$) являются относительными, так как они обычно производятся при изменении какого-либо внешнего воздействия, например магнитного поля. В силу этого невозможно непосредственно определить абсолютные величины проводимости или подвижности носителей заряда при $B=0$ из этих измерений. Однако их можно определить в образцах с высокой подвижностью, в которых наблюдается много

осцилляций Ш-дГ в сравнительно небольших магнитных полях, когда электроны делокализованы. В этом образце в магнитных полях $B < 0.6$ Тл электроны делокализованы, и были определены основные параметры двумерного электронного газа: концентрация, подвижность, импульсное, квантовое и энергетическое времена релаксации, температура Дингла.

В области целочисленного квантового эффекта Холла были проанализированы зависимости высокочастотной проводимости от температуры в минимумах осцилляций с нечетными номерами, соответствующими положению уровня Ферми между спиново-расщепленными уровнями Ландау. В области сравнительно высоких температур все кривые $\ln\sigma_1(1/T)$ демонстрируют в этом масштабе линейные зависимости, соответствующие закону Аррениуса $\sigma_1 \sim \exp(-\Delta E/2kT)$, позволяющие определить ΔE и соответственно величину g -фактора -4.9 . При понижении температуры активационная зависимость сменяется слабой зависимостью от T (выползанием). Анализ частотной зависимости реальной части проводимости показал, что в сильных магнитных полях ($\nu=1$) $\sigma_1 \sim f^{1.1}$. Таким образом, для $\nu=1$ $\sigma_1^{AC} \sim f \times T^0$. Такая зависимость в.ч. проводимости от температуры и частоты характерна для прыжковой проводимости, которая описывается «двухузельной» моделью [5] при условии $\omega\tau < 1$, где τ – время перескока носителей между энергетическими уровнями пары, а $\omega=2\pi f$ – частота ПАВ.

Если комплексная в.ч. проводимость $\sigma^{ac} = \sigma_1 - i\sigma_2$ в двумерном канале действительно является прыжковой, то должно выполняться неравенство $\sigma_2 > \sigma_1$ [4]. Это требование теории также выполняется, что демонстрируется на рис. 2.

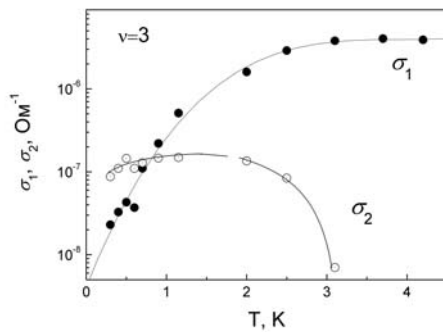


Рис. 2. Зависимость σ_1 и σ_2 от температуры, $f=30$ МГц, $\nu=3$.

В области дробного квантового эффекта Холла в магнитном поле, соответствующем числу заполнения $\nu=2/3$, показано, что в минимуме осцилляции σ_1 зависимость ее от температуры имеет активационный характер и при самой низкой температуре 0.3 К слабо зависит от частоты, и при этом $\sigma_1 \approx \sigma_2$. Эти факты свидетельствует о том, что даже при $T=0.3$ К число локализованных электронов еще невелико, хотя уже обнаруживается влияние на проводимость прыжкового механизма. Известно [6–9], что в области дробного квантового Холла при $\nu=2/3$ при изменении магнитного поля

происходит спиновый фазовый переход: от спин-неполяризованного состояния к спин-поляризованному. Концентрация $n=2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ не давала нам возможности исследовать непосредственно этот переход, так как $\nu=2/3$ осуществлялось в нашем эксперименте при $B=12$ Тл, а переход происходит при более низких магнитных полях. Поэтому мы могли исследовать лишь состояние, полностью поляризованное по спину. В этом случае [10–13] исследуется зависимость возникающей после перехода энергетической щели от магнитного поля. Измерения Γ и $\Delta V/V$, проведенные в наклонном магнитном поле вблизи $\nu=2/3$, дали возможность определить эту зависимость.

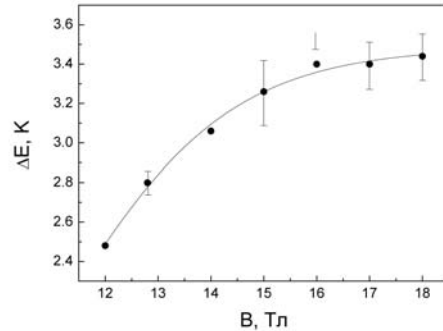


Рис. 3. Зависимость ΔE от B , $\nu=2/3$, $f=30$ МГц.

Предсказывалось, что в режиме дробного квантового эффекта Холла разность энергий между уровнями Ландау должна быть $\Delta E \sim B^{1/2}$. Однако определенная нами зависимость ΔE не подтверждает ожиданий теории.

Работа поддерживается грантами РФФИ-11-02-00223, президиума РАН и ОФН РАН «Спинтроника». Часть работы выполнена в США (NHMFL, Tallahassee, FL), финансируемой Национальным научным фондом (NSF Cooperative Agreement No. DMR-0654118) и штатом Флорида.

1. A. Wixforth, J.P. Kotthaus, G. Weimann, Phys. Rev. Lett. 56, 2104 (1986).
2. В.Д. Казан, ФТП 31, 478 (1997).
3. I.L. Driehko, A.M. Diakonov, I.Yu. Smirnov, Yu.M. Galperin, A.I. Toropov, Phys. Rev. B. 62, 7470 (2000).
4. А.Л. Эфрос, ЖЭТФ 89, 1834 (1985).
5. M. Pollak, T. Geballe, Phys. Rev. 122, 1742 (1961).
6. J.P. Eisenstein, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Phys. Rev. B. 41, 7910 (1990).
7. L.W. Engel, S.W. Hwang, T. Sajoto, D.C. Tsui, M. Shayegan, Phys. Rev. B. 45, 3418 (1992).
8. O.I. Stern. Spin Phenomena in the Fractional Quantum Hall Effect: NMR and Magnetotransport Studies. 2005. Max Planck Institute, Stuttgart, 165 p.
9. R.G. Clark, S.R. Heynes, J.V. Branch, A.M. Suckling, P.A. Wright, P.M.W. Oswald, J.J. Harris, C.T. Foxon, Sur. Sci. 229, 25 (1990).
10. F. Schulze-Wisheler, E. Mariani, F. Hohls, R.I. Haug, Phys. Rev. Lett. 92, 156401 (2004).
11. R.I. Haug, K. von Klitzing, R.J. Nicholas, J.C. Maan, G. Weimann, Phys. Rev. B. 36 4528 (1987).
12. G.S. Boebinger, H.L. Stormer, D.C. Tsui, A.M. Chang, J.C.M. Hwang, A.Y. Cho, C.W. Tu, G. Weimann, Phys. Rev. B. 36, 7919 (1987).
13. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, M.G. Trokina, V.T. Dolgoplov, Phys. Rev. Lett. 99, 086802 (2007).

Электрон-электронное взаимодействие при туннелировании в двумерную электронную систему

В.Т. Долгополов

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка 142432.
e-mail: dolgop@issp.ac.ru

Туннелирование в двумерную электронную систему используется для исследования электронных свойств с 80 годов прошлого века в несколько отличающихся вариантах постановки эксперимента. При традиционном экспериментальном дизайне двумерный электронный газ отделен от металлического электрода (затвора) туннельным барьером, причем омические контакты подключены как к металлическому электроду, так и к двумерному газу. Через структуру наряду с переменным током может быть пропущен постоянный ток, создающий падение напряжения между электродами. В результате реализуются условия для измерения дифференциальной проводимости в зависимости от разности электрохимических потенциалов затвора и двумерного электронного газа.

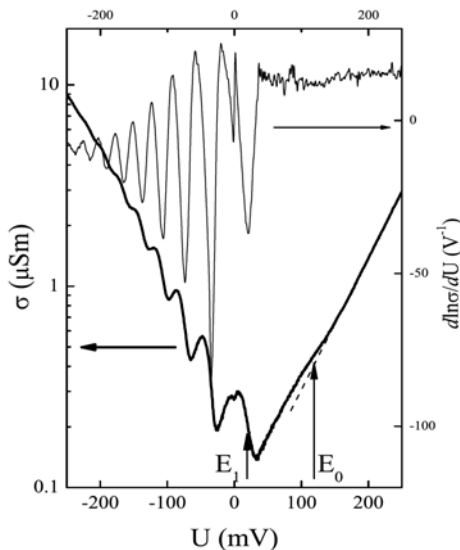


Рис. 1

Пример соответствующего эксперимента на структуре, содержащей δ -легированный слой в GaAs, приведен на рис. 1 [1]. Как видно из рисунка, в таком эксперименте можно исследовать структуру незаполненных двумерных подзон, заполненные двумерные подзоны, а также обусловленный межэлектронным взаимодействием провал туннельной плотности состояний на фермиуровне. Логарифмическая зависимость туннельной плотности состояний от разности $|\epsilon - \epsilon_F|$ однозначно свидетельствует о коллективном характере эффекта.

Все сказанное выше относится к достоинствам традиционной постановки эксперимента. Однако у нее есть существенный недостаток: она требует переноса заряда вдоль двумерного электронного слоя. Если такой перенос затруднен, как это быва-

ет в условиях квантового эффекта Холла, традиционная постановка туннельного эксперимента становится невозможной.

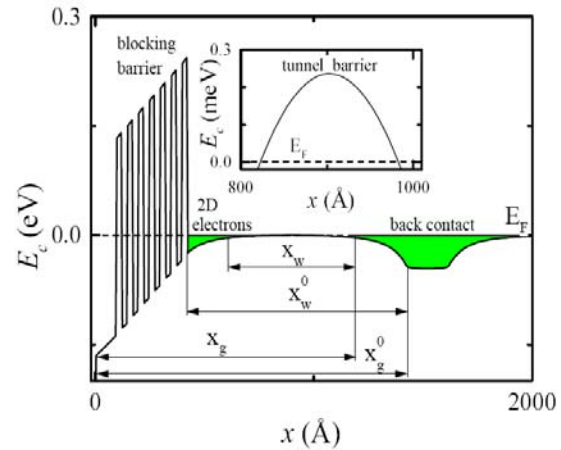


Рис. 2. Зависимость энергии дна зоны проводимости от расстояния

В этом случае применяются туннельные измерения, не требующие переноса заряда вдоль двумерного электронного газа. Пример соответствующей структуры [2] приведен на рис. 2. Между двумерным электронным газом и затвором в этом случае помещается блокирующий, непрозрачный для электронов барьер (blocking barrier). Туннелирование происходит между встроенным в структуру электродом (back contact) и двумерным слоем при приложении переменного напряжения между затвором и встроенным контактом. Никаким другим способом двумерный электронный газ с внешними цепями при этом не связан.

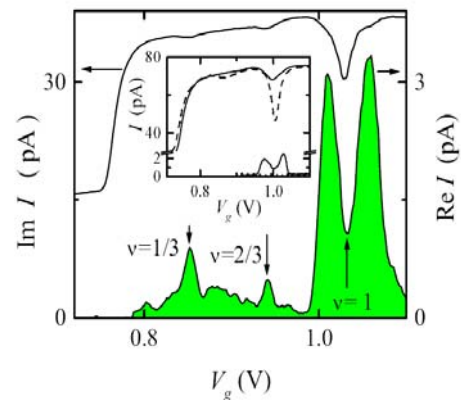


Рис. 3. $B = 14$ Тл, $T = 30$ мК

Информацию о туннельном сопротивлении содержит действительная компонента тока (см. рис. 3). На этом рисунке видна кулоновская щель

при факторе заполнения $\nu=1$ и значительно меньшая щель при малых факторах заполнения.

Легко догадаться, что в обсуждаемой постановке эксперимента информация может быть получена только о туннельной плотности состояний на ферми-уровне.

Недавно была предложена модификация этого эксперимента, позволяющая проводить измерения туннельной плотности состояний в зависимости от энергии [3, 4]. Соответствующая структура и принцип измерений показаны на рис. 4.

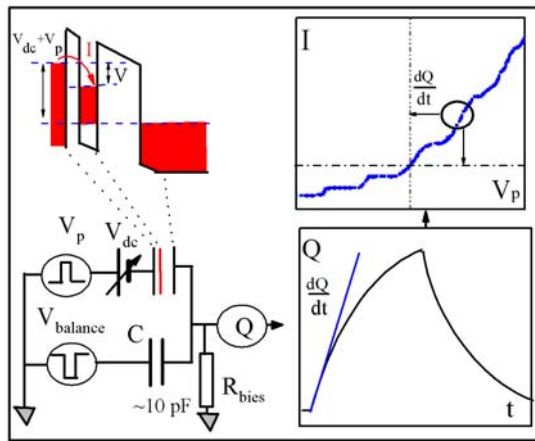


Рис. 4

Формально структура, показанная на рис. 4, почти не отличается от структуры рис. 2. Только блокирующий и туннельный барьеры поменялись местами. Существенным является изменение формы туннельного барьера. Если на рис. 2 барьер относительно широкий и невысокий (см. вставку к рисунку), то в модифицированной структуре барьер узкий и высокий, что позволяет создавать значительную разность электрохимических потенциалов между туннельными берегами.

В эксперименте используется импульсное приложение напряжения, как это показано в левой нижней части рис. 4. Для устранения большого паразитного сигнала использована компенсирующая цепь с синхронизованным импульсом противоположной полярности. Заряд, втекающий в структуру за счет туннелирования электронов, имеет характерную временную зависимость, показанную в правой нижней части рис. 4. Поскольку интерес вызывает величина туннельного тока при фиксированной разнице электрохимических по-

тенциалов, для определения тока следует использовать только начальный участок кривой $Q(t)$. В квантующем магнитном поле туннельный ток, кроме монотонной составляющей, имеет осциллирующую часть, связанную с наличием квантовых уровней, щелей в спектре и многочастичных возбуждений, качественно показанную в верхней правой части рис. 4.

Будучи идейно исключительно простым, этот эксперимент технически сложен и чрезвычайно трудоемок. Кроме обычных проблем, связанных с однородностью двумерного электронного газа, необходимостью поддерживать низкую (в десятки милликельвин) температуру в сильном магнитном поле, возникла необходимость точной компенсации паразитного сигнала и, из-за малости измеряемых сигналов, необходимость длительного накопления при повторяющемся импульсном воздействии.

Все эти недостатки с лихвой окупаются открывшимися возможностями для исследования. В эксперименте возможно прямое измерение скачков химического потенциала на целочисленных и дробных факторах заполнения, а также прекрасно видны кулоновские щели. Впрочем, эта информация была ранее получена другими методами. Впервые обсуждаемым методом наблюден распад пришедшего в двумерную систему заряда на возбуждения с дробным зарядом: возбуждения с энергией, линейно зависящей от $(\nu - 1)$. Неожиданным является и проявление кулоновских щелей на полностью заполненных и полностью пустых квантовых уровнях.

Как видно из этого перечисления, предложенная в [3, 4] модификация туннельных структур открывает широкие перспективы для изучения эффектов электрон-электронного взаимодействия в двумерном электронном газе.

1. Morozova E.N., Kotelnikov I.N., Dizhur S.E., Deviatov E.V., Dolgoplov V.T. // Abstracts of 16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON16), 24–28 August. 2009. Montpellier. France. C.263.

2. Deviatov E.V., Shashkin A.A., Dolgoplov V.T., Hansen W., Holland M. // Physical Review B. 2000. T. 61, вып. 4. С. 2939–2944.

3. Dial O.E., Ashoori R.C., Pfeiffer L.N., West K.W. // Nature. 2007. T. 448. С. 176–180.

4. Dial O.E., Ashoori R.C., Pfeiffer L.N., West K.W. // Nature. 2010. V. 464. P. 566–570.

Thermoelectric transport in superlattices of semiconductor quantum dots

V.M. Fomin¹, P. Kratzer², D.L. Nika³, E.P. Pokatilov³,
A.A. Balandin⁴, A. Rastelli¹, O.G. Schmidt¹

¹Institute for Integrative Nanosciences, IFW-Dresden, Helmholtzstr. 20, D-01069 Dresden, Germany.

²Faculty of Physics, University Duisburg-Essen, Lotharstr. 1, D-47048 Duisburg, Germany.

³Lab. PMSMM, Department of Theoretical Physics, Moldova State University, MD-2009, Chisinau, Republic of Moldova.

⁴Nano-Device Lab., Department of Electrical Engineering, University of California–Riverside, Riverside, CA 92521, U.S.A.
e-mail: v.fomin@ifw-dresden.de

The use of nanostructured materials as a way to enhance thermoelectric properties has acquired increasing interest in recent years. In contrast to the bulk materials conventionally used in thermoelectrics, which are often difficult to synthesize in a controlled way due to their complex crystal structure, the technology for fabricating nanocomposites of standard semiconductors, such as Si, Ge, or GaAs, has matured. Hence such structures offer new possibilities for the design of thermoelectric devices with an improved efficiency by exploiting the quantum confinement of electrons and phonons on the nanoscale. The efficiency of the thermoelectric devices is determined by the figure of merit $ZT = S^2 \sigma T / (\kappa_{ph} + \kappa_{el})$, where S is the Seebeck coefficient, σ is the electrical conductivity, T is the absolute temperature, κ_{ph} and κ_{el} is the phonon and electronic thermal conductivity, respectively.

A possible way to obtain a high figure-of-merit from non-conventional thermoelectric materials consists in using quantum-confined structures (quantum wells and quantum wires) [1]. Nanostructuring of materials has proven particularly helpful in reducing the thermal conductivity (that enters in the denominator in the thermoelectric figure-of-merit ZT). This is mostly due to the interfaces in a composite material acting as thermal barriers. Control of thermal conductivity down to the sub- $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ range at the nanoscale via individual phonon scattering barriers has been recently achieved in multilayered Ge/Si quantum dot (QD) arrays with as little as 5 barriers [2].

We are addressing first the question how semiconductor nanostructures could be used to enhance the electronic transport coefficients that enter the figure-of-merit. A narrow distribution of the energy of the carriers participating in the transport process is shown to be crucial for achieving this goal [3]. Motivated by these considerations, quantum dot (QD) crystalline arrays (superlattices) embedded in a wide-gap host material appear to be promising. The narrow features in the density of states due to quasi-confined electronic states could modify the thermoelectric properties considerably compared to the host material. For practically important QD superlattices (QDSLs), strong coupling between QDs leads to formation of extended minibands instead of localized QD states. Extended states in minibands can be formed even in the presence of disorder as long as the bandwidth due to wave function overlap exceeds the total broadening, which is mainly due to the disorder inhomogeneous broadening. Miniband formation in a 3D p -type

superlattice of Ge QDs in Si is theoretically shown to provide enhancement of the thermoelectric figure-of-merit [4]. A great advantage of 1D QDSLs in comparison with superlattices [5] consists in the fact that in 1D QDSLs elastic stresses relax more easily than in superlattices from quantum layers due to the small structure dimensions in the plane perpendicular to the nanowire axis. The latter helps to ensure defect-free interfaces.

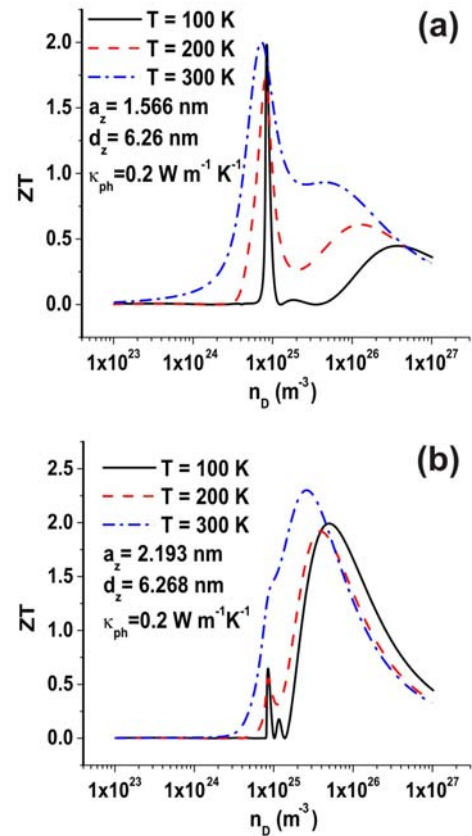


Fig. 1. The figure-of-merit for InAs/GaAs 1D QDSLs with height $a_z = 1.566 \text{ nm}$ and period $d_z = 6.26 \text{ nm}$ (a) and $a_z = 2.193 \text{ nm}$ and $d_z = 6.268 \text{ nm}$ (b) calculated as a function of the concentration of donors at the energy $\varepsilon_D = 1.434 \text{ eV}$. The continuum bottom lies at $V_0 = 1.444 \text{ eV}$. The energies are counted from the top of the valence band of GaAs. The phonon thermal conductivity is assumed $\kappa_{ph} = 0.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

The effect of the electron miniband energy spectrum of 1D InAs/GaAs (QDSLs) with different geometrical parameters on their electronic transport characteristics is investigated employing the Boltzmann transport equation. With this aim, complementary

calculations of the electron minibands are performed using the tight-binding [6] and Kronig-Penney [7] models. The atomic positions obtained after elastic relaxation governed by a classical interatomic potential of Tersoff type are input to an empirical tight-binding calculation of the electronic structure [8]. The transport relaxation time reveals a significant dispersion as a function of the wave vector in the stacking direction. The chemical potential for electrons is related to the donor concentration taking into account both minibands and a conduction band continuum [6].

The electric and thermal conductivities, the Seebeck coefficient and the figure-of-merit reflect the miniband electron energy spectrum of the 1D QDSL and thus can be used as experimental fingerprints of its electronic structure. For QDs several nanometers in height, the figure-of-merit at temperatures below 100 K as a function of doping is richly structured, reflecting the miniband electron energy spectrum of the QDSL (Fig. 1). A 1D QDSL achieves a geometry-controlled enhanced efficiency as a thermoelectric converter in certain windows of the donor concentration. For optimizing the peak values of the figure-of-merit attainable for donor concentrations within the experimentally accessible range, a very thin spacer layer between the QDs (less than 5 nm) is found to be most suitable. Assuming that the lattice thermal conductivity can be reduced below $0.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$, a figure-of-merit larger than 2 appears within reach.

Further, it is demonstrated theoretically that 1D-QDSLs consisting of acoustically mismatched materials possess sub- $1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$ thermal conductivity in a wide range of temperatures 50 K – 400 K. We consider the coherent Si/Ge 1D QDSLs as well as model Si/Plastic, Si/SiO₂ and Si/SiC 1D QDSLs. The phonon energy spectra and group velocities are obtained in the framework of the molecular dynamic Face-centered Cubic Cell model of lattice vibrations [9]. It is shown that a large number of phonon branches with low group velocities appear in 1D QDSLs in comparison with a generic nanowire. The average phonon group velocity in the Si/Ge 1D QDSL is smaller than that in the Ge nanowire for all energies except for the interval $\hbar\omega < 4 \text{ meV}$ and it is smaller than in the Si nanowire for all energies. For energies $\hbar\omega > 6 \text{ meV}$ the average velocity in the Si/Ge 1D QDSL is 4-6 times lower than that in the Si nanowire. This significant reduction of the average phonon group velocity in a 1D QDSL is explained by the folding of the phonon modes with high frequencies in the Si segments of superlattice.

On this basis the lattice thermal conductivity is calculated [10]. In Fig. 2 the lattice thermal conductivity is plotted as a function of temperature for the Si and Ge nanowires and for the Si/Ge 1D QDSL with the same cross-section and 8 atomic layers in a period. The presented graph implies that the lattice thermal conductivity of the considered Si/Ge 1D QDSL is significantly lower than that in the corresponding generic Si or Ge nanowires. A strong reduction of the lattice thermal conductivity in 1D QDSL structures in comparison with homogeneous rectangular Si nanowires is explained by the exclusion of pho-

non modes folded in superlattice segments from the heat flow and by the decelerating action of Ge, SiO₂ or plastic materials. The phonon thermal conductivity in the Si/Ge 1D QDSL, containing an equal number of atomic layers of Si and Ge, is lower than in the 1D QDSL, containing different numbers of atomic layers per period. Thus the 1D QDSL structures act as phonon filters eliminating a significant number of phonon modes from thermal transport.

The obtained results imply perspective of quantum-dot superlattices as thermoelectric materials and thermal insulators.

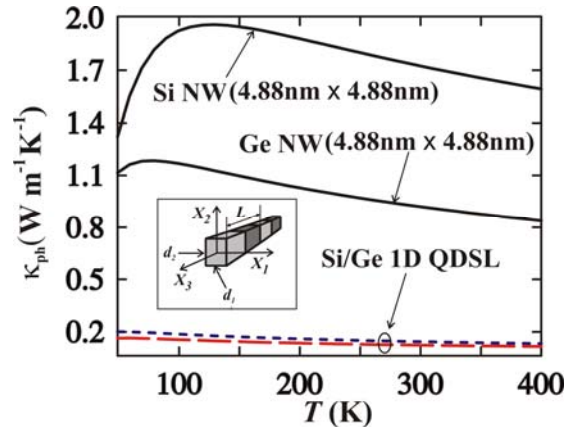


Fig. 2. Temperature dependence of lattice thermal conductivity for Si and Ge homogeneous nanowires (solid lines) and for Si/Ge 1D QDSLs (see inset) with 6 atomic layers of Si and 2 atomic layers of Ge (short dashed line) and with 4 atomic layers of Si and 4 atomic layers of Ge (long dashed line) per superlattice period $L = 1.9 \text{ nm}$. The cross section is $d_1 \times d_2 = 4.88 \text{ nm} \times 4.88 \text{ nm}$ for nanowires and 1D QDSLs. (After [10])

Acknowledgement. The work was supported by the International Bureau of the Federal Ministry of Education and Research (BMBF) under Project MDA 09/007, the German Research Foundation (DFG) Grant SPP1386, Project RA1634/5-1 (Germany) and the Moldova State Project 10.820.05.02GA.

1. L.D. Hicks, T.C. Harman, and M.S. Dresselhaus, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3230 (1993).
2. G. Pernot, M. Stoffel, I. Savic, F. Pezzoli, P. Chen, G. Savelli, A. Jacquot, J. Schumann, U. Denker, I. Mönch, Ch. Deneke, O.G. Schmidt, J.M. Rampoux, S. Wang, M. Plissonnier, A. Rastelli, S. Dilhaire, and N. Mingo, *Nature Materials* **9**, 491 (2010).
3. G.D. Mahan and J.O. Sofo, *Proceedings of the National Academy of Sciences USA* **93**, 7436 (1996).
4. A.A. Balandin and O.L. Lazarenkova, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 415 (2003).
5. M.S. Gudiksen, L.J. Lauhon, J. Wang, D.C. Smith, and C.M. Lieber, *Nature* **415**, 617 (2002).
6. V.M. Fomin and P. Kratzer, *Phys. Rev. B* **82**, 045318 (2010).
7. V.M. Fomin and P. Kratzer, *Physica E* **42**, 906 (2010).
8. R. Santoprete, P. Kratzer, M. Scheffler, R.B. Capaz, and B. Koiller, *J. Appl. Phys.* **102**, 023711 (2007).
9. D.L. Nika, N.D. Zencenco, and E.P. Pokatilov, *J. Nanoelect. Optoelect.* **4**, 180 (2009).
10. D.L. Nika, E.P. Pokatilov, A.A. Balandin, V.M. Fomin, A. Rastelli, and O. G. Schmidt, to be published (2011).

Высокочастотные свойства и квантование состояний в наноразмерных проводниках с волной зарядовой плотности

В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, М.В. Никитин, С.В. Зайцев-Зотов, В.Ф. Насретдинова

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Моховая, 11.
e-mail: pok@cplire.ru

Интерес к квазиодномерным проводникам с волной зарядовой плотности (ВЗП) не ослабевает на протяжении уже более 30 лет, несмотря на то что до сих пор полученные результаты не нашли прикладного применения [1]. Среди важнейших работ последних лет нужно отметить примеры новой для квазиодномерных проводников постановки эксперимента, такие как изучение неоднородной деформации кристаллов в электрическом поле, в частности кручения, фотопроводимости, релаксационных процессов на фемтосекундных масштабах времени, поверхностных состояний с помощью сканирующей зондовой микроскопии [2]. Важные результаты в области физики ВЗП можно связать также с получением совершенных по структуре кристаллов в сочетании уменьшением размеров образцов до нанометрового масштаба. Особо отметим успешный синтез в ИРЭ уникального соединения NbS_3 (II фазы), находящегося в состоянии ВЗП при комнатной температуре [3].

В данном докладе сообщается о новых результатах, полученных на нанобразцах NbS_3 , а также $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ (так называемой голубой бронзы) и NbSe_3 .

Соединение NbS_3 , II фаза, переходит в пайерлсовское состояние ниже $T=360$ К и при комнатной температуре проявляет свойства, характерные для соединений с когерентной ВЗП [3]: резкий рост проводимости в полях выше порогового, а также синхронизация движения ВЗП внешним СВЧ-полем – так называемые ступеньки Шапиро [1]. Эти ступеньки объясняются движением ВЗП в периодическом потенциале примесей, определяющем так называемую фундаментальную частоту, и возникают, когда эта частота совпадает с частотой внешнего излучения или какой-либо её гармоникой или субгармоникой. При этом наблюдается пик на токовой зависимости дифференциального сопротивления, $R_d(I)$.

Чем больше скорость скольжения ВЗП, тем выше частота синхронизации. Максимальная частота, на которой можно наблюдать ступеньки Шапиро, определяется предельной скоростью когерентного скольжения ВЗП. В этом отношении NbS_3 оказалось уникальным соединением. Во-первых, ВЗП в нём движется когерентно и при этом хорошо взаимодействует с СВЧ-излучением. Во-вторых, большая анизотропия соединения, а значит, малая поперечная длина когерентности ВЗП, позволяет утонять образцы до толщин менее 100 нм, не влияя существенным образом на свойства ВЗП. В-третьих, площадь, приходящаяся на одну цепочку ВЗП, очень велика – 180 \AA^2 [3]. Второе и третье обстоятельства позволяют достигать огромных скоростей ВЗП без перегрева образца.

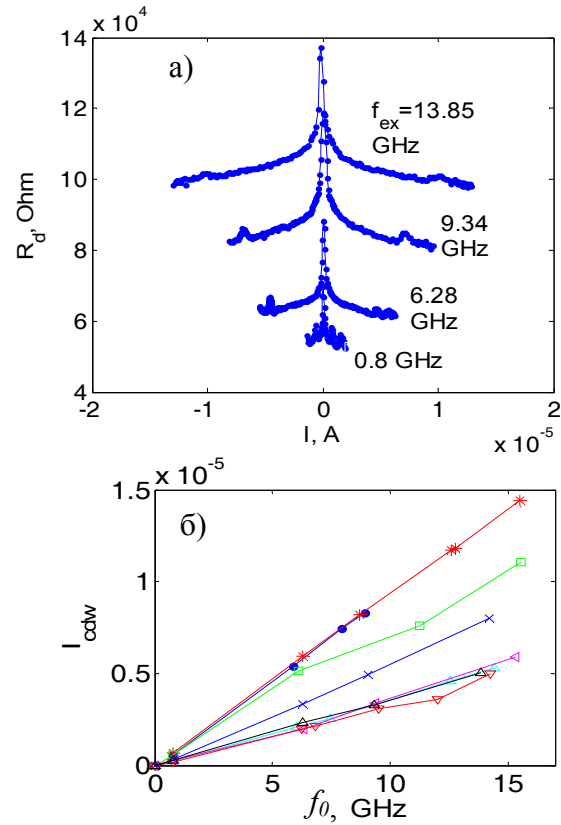


Рис. 1. а) Зависимости R_d от I для наномостика NbS_3 при разных частотах облучения. б) Зависимости тока ВЗП на 1-й ступеньке Шапиро от частоты облучения для 6 разных образцов. Температура комнатная

На рис. 1, а показаны зависимости $R_d(I)$, полученные при комнатной температуре при воздействии СВЧ излучения на разных частотах f_0 . На кривых заметны пики, соответствующие ступенькам Шапиро. Рис. 1, б, на котором приведены несколько частотных зависимостей тока ВЗП, I_{CDW} , при синхронизации подтверждает, что пики R_d связаны со ступеньками Шапиро: зависимости близки к линейным и описываются соотношением $f_0 = I_{CDW} / 2eN$, где N – число цепочек ВЗП в образце. Для самого тонкого из образцов получаем $N=1000$, что соответствует площади сечения менее 2000 nm^2 (размеры контролировались также с помощью АСМ). Получены рекордные для всех соединений с ВЗП частоты синхронизации – до 16 ГГц. По-видимому, частоту синхронизации можно будет ещё повысить, улучшив согласование нанобразцов с СВЧ-излучением. По величине предельного тока, который выдерживают нанобразцы NbS_3 , $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ (скорость ВЗП $\sim 200 \text{ м/с}$), мы можем оценить предельную частоту

синхронизации в ~ 200 ГГц. На таких же частотах можно ожидать и генерацию переменного напряжения при скольжении ВЗП.

Другое уникальное свойство ВЗП связано с «квантованием» её волнового вектора, q [4]. Дискретные состояния определяются числом периодов ВЗП, M , между концами образца или между контактами, если контакты создают жёсткие граничные условия для ВЗП. Соответственно q -вектор принимает дискретные значения $2\pi M/L$, где L – длина образца. Переходы между такими состояниями происходят через проскальзывание фазы (ПФ) ВЗП, в результате которого рождается или уничтожается один период ВЗП.

При каждом акте ПФ меняется концентрация квазичастиц, поэтому переходы между «квантовыми» состояниями можно наблюдать как скачки проводимости, $\delta\sigma$, в зависимости от T (используя температурную зависимость q). Ясно, что образец должен быть достаточно коротким, чтобы величина $\delta\sigma/\sigma$ была измеримой, и достаточно тонким, чтобы ВЗП была когерентна в сечении. Подобные скачки ранее наблюдались в образцах TaS₃ с характерными размерами 10×0.01 мкм³ [5], однако из-за отсутствия жёстких граничных условий и недостаточной когерентности ВЗП они были нерегулярными по T и варьировались по величине $\delta\sigma$.

В данном докладе сообщается о скачках σ , полученных на монокристаллах K_{0.3}MoO₃ с характерными размерами $20 \times 5 \times 0.3$ мкм³. Золотые контакты к ним наносились методом лазерной абляции, что, очевидно, позволило получить жёсткие граничные условия для ВЗП. На рис. 2 показаны фрагменты кривых $\sigma(T)$ для трёх образцов. Скачки видны и при нагреве и при охлаждении, а их величины соответствуют единичным актам ПФ. В центре представлена петля гистерезиса для одного из образцов. Фрагменты $\sigma(T)$, соединяющие правую и левую кривые, обратимы. Они отражают дискретную систему состояний ВЗП: значения σ между этими кривыми получить невозможно.

Так как каждый скачок соответствует $\delta q = 2\pi/L$, из распределения скачков по T можно восстановить зависимость $q(T)$. Результат показан на рис. 3 вместе со значениями, полученными из рентгеновских измерений. Видно, что результаты хорошо согласуются друг с другом, причём чувствительность нашей методики выше, чем рентгеновской.

По величине $\delta\sigma$ можно определить подвижность квазичастиц [4]. Для K_{0.3}MoO₃ величина подвижности, полученная таким образом, 10 см²/(В·с) [4], оказалась в хорошем соответствии с холловскими данными. Предложенный нами метод определения подвижности особенно актуален для квазиодномерных соединений со сложной зонной структурой, для которых из эффекта Холла нельзя напрямую определить подвижности разных квазичастиц. В докладе мы приведём данные для соединения NbSe₃, в котором мы также наблюдали ступеньки на $\sigma(T)$. С их помощью нам впервые удалось напрямую определить подвижность квазичастиц (дырок), связанных с нижней ВЗП и продемонстрировать её резкий рост с понижением T (до $4 \cdot 10^4$ см²/(В·с) при $T=20$ К).

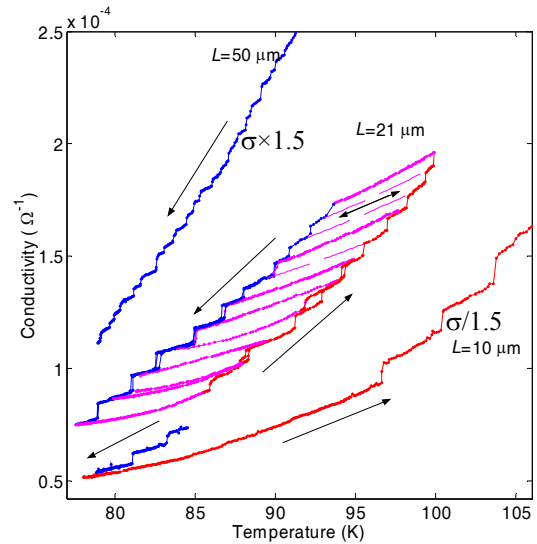


Рис. 2. Фрагменты зависимостей $\sigma(T)$ для трёх образцов. Стрелками показано направление развёртки T

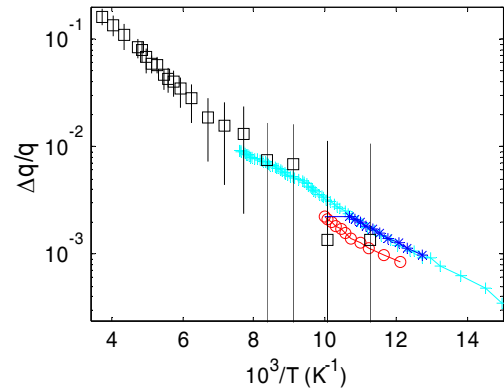


Рис. 3. Изменение $\delta q/q$, полученное из распределения скачков по T . \square – данные рентгеновских исследований [6]

Работа проводилась при поддержке РФФИ, а также в рамках программ президиума РАН № 27, и РАН «Новые материалы и структуры» и Международной Европейской лаборатории «Физические свойства когерентных электронных состояний в твёрдых телах» при поддержке ИЦНИ (Франция), РАН и РФФИ, включающей МСВТ и ИРЭ РАН.

1. Grüner, G. Density Waves in Solids (Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1994).
2. Brazovskii, S. A., Kirova, N. N., and Monceau, P. (ed.) Proceedings of the International Workshop on Electronic Crystals on Strongly Correlated Electron Systems. Physica B 2009: Condensed Matter V. 404. P. 347–576.
3. Zybtev, S. G. et al. Gigahertz-range synchronization at room temperature and other features of charge-density wave transport in the quasi one-dimensional conductor NbS₃ // Appl. Phys. Lett. 2009 V. 94. P. 152112.
4. Zybtev, S.G., Pokrovskii, V.Ya., Zaitsev-Zotov, S.V. “Quantized” states of the CDW in microcrystals of K_{0.3}MoO₃ // Nat. Commun. 2010 x:x doi:10.1038/ncomms1087.
5. Бородин, Д.В. и др. Когерентность ВЗП и проскальзывание фазы в малых образцах квазиодномерного проводника TaS₃ // ЖЭТФ. 1987. Т. 93б. С. 1394–1409.
6. Girault, S. et al. X-ray study of vanadium-doped blue bronze // Phys. Rev. B 1988. V. 38. P. 7980–7984.

Температурный переход металл – диэлектрик, индуцируемый флуктуациями магнитного потенциала в полупроводнике с магнитными примесями

Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова

РНЦ “Курчатовский институт”, 123182 Москва.
e-mail: meilikhov@imp.kiae.ru

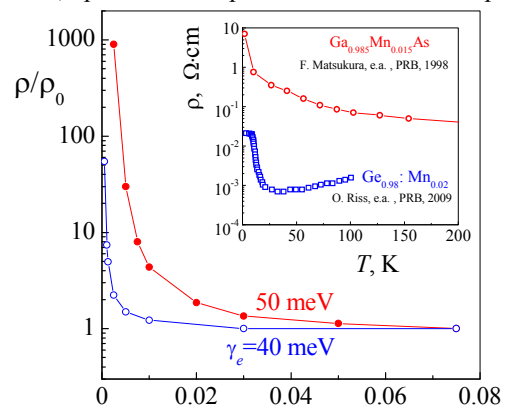
Известна решающая роль крупномасштабного электрического потенциала в определении транспортных свойств традиционных (*немагнитных*) сильнолегированных полупроводников. Такой потенциал обычно появляется в сильнокомпенсированных полупроводниках, когда концентрация заряженных примесей высока, а концентрация экранирующих их подвижных носителей заряда – низка, а потому велика соответствующая длина экранирования, определяющая пространственный масштаб флуктуаций электрического потенциала. В этом случае средняя амплитуда флуктуационного потенциала также велика, что приводит к локализации носителей заряда и активационному характеру проводимости системы: она определяется тепловым забросом носителей заряда с уровня Ферми на уровень протекания и экспоненциально падает с понижением температуры.

В разбавленных (но тем не менее, сильнолегированных) *магнитных* полупроводниках (типа $Ga_{1-x}Mn_xAs$) в дополнение к указанным флуктуациям электрического потенциала появляются новые источники возмущения – флуктуации “магнитного потенциала”, связанные с флуктуациями локальной намагниченности такого полупроводника. Этот потенциал является, по- существу, потенциалом обменного взаимодействия подвижных носителей заряда с магнитными примесями и флуктуирует в соответствии с флуктуациями концентрации и локальной намагниченности этих примесей.

В “ямах” магнитного потенциала накапливаются свободные носители заряда с одним направлением спина, а носители с противоположной спиновой поляризацией из них выталкиваются. Пространственный масштаб магнитных флуктуаций определяется уже не электростатическим экранированием, но характерной длиной магнитного взаимодействия примесей, а также корреляционной длиной их расположения в объеме полупроводника. Однако в разбавленных магнитных полупроводниках пространственные масштабы рельефов магнитного (обменного) и кулоновского потенциалов близки.

Это означает, что оба рельефа конструктивно складываются и средняя суммарная амплитуда потенциального рельефа становится больше. Образуется среда, в которой концентрация и спиновая поляризация носителей заряда сильно неоднородны, причем степень этой неоднородности в существенной степени определяется намагниченностью системы. Рост последней с понижением температуры способствует усилению пространственной локализации носителей заряда и в ряде случаев может вызвать переход металл – диэлектрик. Характерная для неоднородных систем перколяционная металлическая проводимость сменяется в диэлектрическом состоянии проводимостью активационного типа. Это происходит,

когда под действием какого-либо внешнего фактора (температура, магнитное поле и др.) уровень Ферми свободных носителей заряда опускается ниже уровня протекания. Один из возможных механизмов состоит в следующем. Флуктуирующий в пространстве потенциал приводит к появлению “хвоста” плотности состояний свободных носителей заряда, внутрь которого “втягиваются” и уровень протекания, и уровень Ферми. Скорости опускания этих уровней различны, и если они меняются местами, происходит переход металл – диэлектрик.



Найденные в рамках такой модели температурные зависимости $\rho(T)$ сопротивления для полупроводников с магнитными примесями представлены на рисунке. Они демонстрируют индуцируемый флуктуациями магнитного потенциала переход металл – диэлектрик при понижении температуры и в качественном отношении очень похожи (см. вставку) на экспериментальные зависимости $\rho(T)$ для разбавленных магнитных полупроводников $Ga_{0.985}Mn_{0.015}As$ [1] и $Ge_{0.98}Mn_{0.02}$ [2] (медленный температурный рост сопротивления $Ge_{0.98}Mn_{0.02}$ в металлическом состоянии связан с рассеянием носителей на фононах). Характерная температура такого перехода зависит от амплитуды γ_e флуктуаций исходного электростатического потенциала (она тем выше, чем больше γ_e) и составляет $T=10-100$ K, что согласуется с экспериментами.

Подобные переходы неоднократно наблюдались и в других системах с магнитными примесями, становящихся ферромагнитными при понижении температуры. Мы полагаем, что природа перехода металл – диэлектрик при этом одна и та же, а именно – локализация носителей заряда во флуктуирующем магнитном потенциале, амплитуда которого растет с понижением температуры вместе с намагниченностью магнитных примесей.

1. F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, Y. Sugawara, Phys. Rev. B, **57**, R2037 (1998).
2. O. Riss, A. Gerber, I. Ya. Korenblit, A. Suslov, M. Passacantando, and L. Ottaviano, Phys. Rev. B., **79**, 241202(R) (2009).

Наноразмерные слоистые структуры на основе ферромагнитных полупроводников и сплавов Гейслера

Е.С. Демидов^{1,2}, В.В. Подольский², В.П. Лесников², В.В. Карзанов^{1,2},
М.В. Сапожников^{1,3}, Б.А. Грибков^{1,3}, С.Н. Гусев^{1,2}, С.А. Левчук^{1,2}, А.А. Тронов¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
просп. Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, просп. Ю. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Разбавленные ферромагнетики на основе легированных 3d-примесями группы железа соединений III-V и элементарных полупроводников германия и кремния вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники. Ранее [1–5] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 50–110 нм) слоёв разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе соединений A^3B^5 – антимонидов галлия и индия, арсенида индия с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических подложках GaAs, Si или Al_2O_3 , в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В последнее время существенный прогресс в реализации GMR с эффективностью 40–200% при комнатной температуре был достигнут в туннельных структурах спинового клапана на основе слоёв сплавов Гейслера (СГ) – интерметаллических соединений 3d-металлов с кремнием, подобных Co_2MnSi [6–10]. В настоящем докладе представлен обзор последних достижений в величинах GMR и эффекта переключения намагниченности собственным током (torque effect) при плотностях тока 10^5 – 10^7 А/см² в подобного рода структурах. Приводятся наши экспериментальные результаты исследования магнитотранспортных, магниторезонансных, магнитооптических свойств туннельных структур с обкладками из сплавов Co_2MnSi , $CoSi$ и диэлектрической прослойкой MgO или Al_2O_3 , а также одиночных слоёв РМП и СГ.

Как следует из анализа литературных данных, результаты, достигнутые по наибольшей величине магнетосопротивления и наименьшей плотности тока в самопереключающихся собственным током структурах, получены в туннельных структурах и структурах с металлической прослойкой немагнитного металла серебра из наноразмерных слоёв с магнитными слоями из кремниевых или частично кремниевых сплавов Гейслера Co_2MnSi , Co_2FeSi , $Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}$ и сплава кобальта с железом Co_xFe_{1-x} . Преимущества туннельных структур в реализации эффективной инжекции из ферромагнетика в немагнитный материал были теоретически обоснованы в работе [11]. Интересными для достижения гигантского магнетосопротивления и с возможностью переключения намагниченности ферромагнитных слоёв структуры собственным током являются как эпитаксиальные варианты осаждения

на монокристаллические подложки MgO(100) и GaAs(100) с согласующимися с названными СГ параметрами кристаллической решётки, так и неэпитаксиальные варианты с возможностью осаждения на подложки окисленного кремния. Последний вариант особенно привлекателен для спинтроники совместимой с наиболее распространённой кремниевой микроэлектроникой. В качестве диэлектрической туннельной прослойки применялись наноразмерные, толщиной в единицы нанометров, слои MgO в эпитаксиальном варианте или окисленного алюминия в кристаллически неупорядоченном варианте. К последнему относится, например, вариант [Si(001)/SiOx(50 нм)/V(42 нм)/Co₂MnSi(100 нм)/Al(2.3 нм) + oxidation/Co₇₀Fe₃₀(5 нм)/Mn₈₃Ir₁₇(10 нм)/Cu(40 нм)/Ta(5 нм)/Au(40 нм)]. В качестве спинно-обменной привязки использовались слои MnIr или CoFe. По части спинового клапана особенно интересна структура [12] с серебряной прослойкой Cr(20)/Ag(50)/CFAS(20)/Ag(4)/CFAS(2.5)/Ru(15), где слой CFAS есть КСГ $Co_2FeAl_{0.5}Si_{0.5}$.

В настоящей работе туннельные структуры синтезировались как осаждением из лазерной плазмы, так и магнетронным распылением. Для измерения топологии и распределения намагниченности туннельных мезоструктур применялись атомно-силовая и магнитно-силовая зондовая микроскопии. Магнетизм слоёв контролировался измерениями аномального эффекта Холла, магнетосопротивления, ферромагнитного резонанса (ФМР) и нелинейного магнитооптического эффекта Керра. Наблюдались особенности ФМР структур магнитных слоёв с диэлектрической прослойкой, нелинейности и гистерезис ВАХ магнитных туннельных структур и слоёв РМП и СГ при сравнительно малых плотностях тока 10^4 – 10^5 А/см² и при температурах 77–300 К.

Данные АСМ и МСМ для слоёв Co_2MnSi на рис. 1 показывают, что неоднородности намагниченности являются существенно более крупномасштабными по сравнению с неровностями поверхности. Это означает, что неоднородности намагниченности не связаны с неоднородностями в распределении компонентов сплава при капельном осаждении материалов мишеней из лазерной плазмы. В случае магнетронных слоёв неоднородность намагниченности была много меньше, ниже уровня шумов установки МСМ.

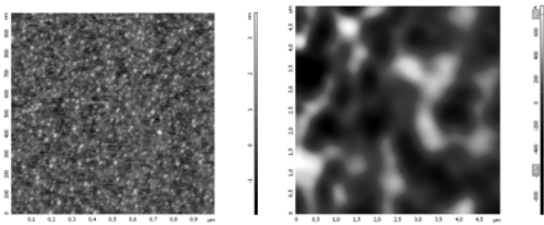


Рис. 1. АСМ (слева) и МСМ (справа) поверхности лазерного слоя КСГ на кремниевой подложке $\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{Si}$

На рис. 2, 3 приведены результаты измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур $20 \text{ нм } \text{Co}_2\text{MnSi}/d \text{ нм } \text{MgO}/ 20 \text{ нм } \text{Co}_2\text{MnSi}$ (CS/M/CS) с толщинами d прослойки MgO 4 и 8 нм. Имеет место характерный для туннелирования сквозь потенциальный барьер экспоненциальный спад тока с ростом толщины диэлектрической прослойки. При удвоении толщины d прослойки дифференциальное сопротивление при малом напряжении смещения возрастает на порядок. С понижением температуры от 300 К до 77 К это сопротивление возрастает на порядки.

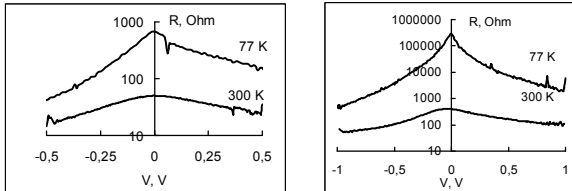


Рис. 2. Дифференциальное сопротивление туннельной структуры с обкладками CoSi и прослойкой MgO 4 нм (слева) и 8 нм (справа).

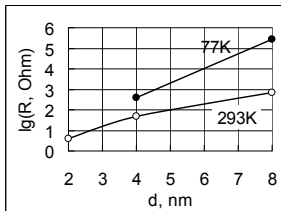


Рис. 3. Зависимость сопротивления при $V = 0$ туннельной структуры с обкладками CoSi от толщины прослойки MgO.

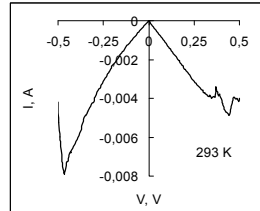


Рис. 4. Разница ВАХ (20 нм CoSi/4 нм MgO/ 20 нм CoSi) при двух направлениях магнитного поля 3800 Э.

Интересным является наличие нелинейностей ВАХ на рис. 2. Причина может быть связана с вкладом в обычный туннельный ток дискретного туннелирования сквозь наноразмерные гранулы металлического магния в слое MgO, присутствие которых обусловлено неполным окислением исходного металлического слоя Mg. Этот вклад согласно теории должен обеспечивать наблюдаемый экспоненциальный рост тока с напряжением смещения. Дальнейшее совершенствования технологии должно быть связано с отработкой более полного окисления магния. Отметим заметное влияние магнитного поля на ВАХ для случая $d = 4$ нм на рис. 4. Оценка по этим данным показывает ве-

личину магнетосопротивления при комнатной температуре около 2.5% в поле 0.38 Тл. Аналогичные результаты были получены для туннельных структур с обкладками Co_2MnSi .

Были получены интересные результаты исследования ФМР трёхслойных структур ($\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{MgO}/\text{Co}_2\text{MnSi}$). На рис. 5 показаны спектры ФМР такого рода структуры (50 нм $\text{Co}_2\text{MnSi}/5$ нм MgO/50 нм Co_2MnSi). В отличие от одиночной плёнки Co_2MnSi спектр ФМР имеет более сложный вид. При перпендикулярной плоскости ориентации магнитного поля наблюдаются две линии резонансного поглощения, более широкой является одиночная линия спектра при параллельном поле. Эти данные являются дополнительным косвенным подтверждением реализации в наших экспериментах туннельных структур с обкладками из КСГ.

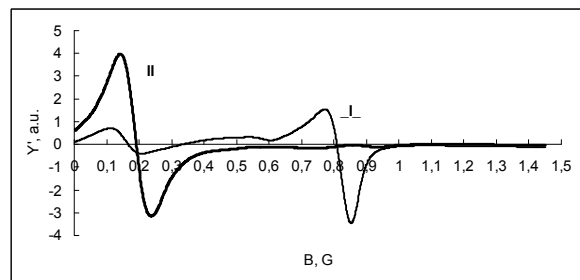


Рис. 5. ФМР туннельной структуры с обкладками КСГ и диэлектрической прослойкой MgO при комнатной температуре при перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222а, МНТЦ G1335, АВЦП РНП ВШ 2.1.1/2833, 2.1.1/12029, контрактом № 02.740.11.0672 по проекту «Кадры» с Министерством образования и науки.

1. Ю. А. Данилов, Е. С. Демидов, Ю. Н. Дроздов и др., ФТП, **39**, 8 (2005).
2. Yu. A. Danilov, E. S. Demidov, Yu. N. Drozdov et al., JMMM, **300**, e24 (2006).
3. Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников и др., ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).
4. E. S. Demidov, B. A. Aronzon, S. N. Gusev et al., JMMM, **321**, 690 (2009).
5. Е.С. Демидов, В.В. Подольский, Б.А. Аронзон и др., Известия РАН, серия физическая, **74**, 1450 (2010).
6. Thomas A. et al., Appl. Phys. Lett., **89**, 012502 (2006).
7. Ishikawa T. et al., J. Appl. Phys, **103**, 07A919 (2008).
8. Schmalhorst J. et al., J. Appl. Phys, **104**, 043919 (2008).
9. Hiroaki Sukegawa et al., Appl. Phys. Lett., **96**, 042508 (2010).
10. Furubayashi T. et al., J. Appl. Phys, **107**, 113917 (2010).
11. A. Fert, H. Jaffre's, Phys. Rev. B, **64**, 184420(1-8) (2001).
12. Hiroaki Sukegawa et al., Appl. Phys. Lett. **96**, 042508(1-3) (2010).

Исследование межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi

Г.С. Патрин^{1,2}, В.Ю. Яковчук¹, Д.А. Великанов¹, К.Г. Патрин^{1,2}, С.А. Яриков¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036.

² Сибирский федеральный университет, просп. Свободный, 79, Красноярск, 660041.
e-mail: patrin@iph.krasn.ru

Многослойные магнитные пленки с неметаллической прослойкой, в частности, в системе *ферромагнитный металл/полупроводник* [1] или с *полуметаллической* прослойкой привлекают внимание исследователей в силу богатого разнообразия эффектов, наблюдаемых в этих пленках. Когда в качестве прослойки используется полупроводниковый материал, возникает возможность управлять свойствами прослойки и межслоевого взаимодействия (J) путем внешних воздействий (примеси, различного рода излучения, температура, магнитные поля и т.д.).

В таком плане создание пленочных структур, которые сохранили бы чувствительность к внешним воздействиям, но обладали бы большими эффектами взаимодействия между магнитными слоями, представляет собой заманчивую проблему. Один из путей решения этой проблемы видится в использовании полуметаллической прослойки Bi вместо полупроводникового материала. Во-первых, согласно фазовой диаграмме [2] в системах *3d-металл – висмут* большинство элементов не образуют соединений. Во-вторых, висмут сам по себе обладает необычными физическими свойствами как для объемных, так и для пленочных образцов. В висмуте длина свободного пробега электрона может достигать макроскопических масштабов, при этом она зависит от толщины слоя, температуры и магнитного поля, также ме-

няются концентрация и подвижность носителей тока.

Ранее [3] нами были впервые синтезированы и исследованы трехслойные пленки NiFe/Bi/NiFe. Пермаллой был выбран в качестве магнитного слоя в силу его малой магнитной кристаллографической анизотропии, чтобы не затушевывать межслоевое взаимодействие. Были синтезированы пленки с разными соотношениями содержания железа и никеля с тем, чтобы проследить за конкуренцией собственной магнитной энергии и энергии межслоевого взаимодействия на формирование магнитного состояния. Для всех пленок толщины магнитного слоя были $t_{\text{NiFe}} = 10$ нм, а толщина висмута варьировалась в пределах $t_{\text{Bi}} = 3 \div 15$ нм. Величина t_{NiFe} была выбрана из соображений, чтобы она была довольно малой, но в то же самое время достаточной для того, чтобы намагниченность магнитного слоя не зависела от его толщины. Толщины слоев определялись методами рентгеновской спектроскопии. Электронно-микроскопические исследования показали, что слои являются сплошными по площади и состав соответствует номинальному. Никаких следов присутствия 3d-Bi-соединений не обнаружено. Измерения магнитных и температурных зависимостей намагниченности показали, что межслоевое взаимодействие зависит от толщины висмутовой прослойки. Установлено, что форма кривой

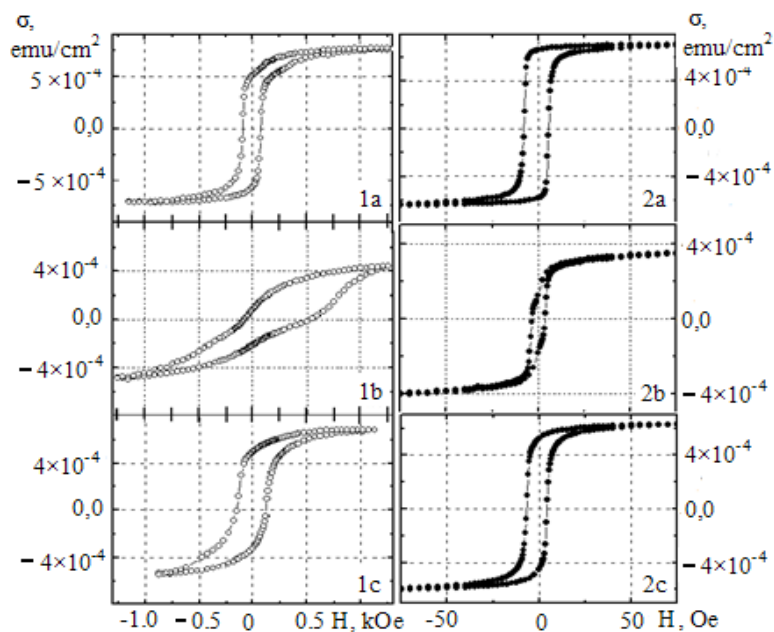


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности пленок NiFe/Bi/NiFe:

1 – $T = 4.2$ К, 2 – $T = 300$ К. $t_{\text{NiFe}} = 10$ нм. a, b, c – $t_{\text{Bi}} = 0; 4.5; 9$ нм соответственно

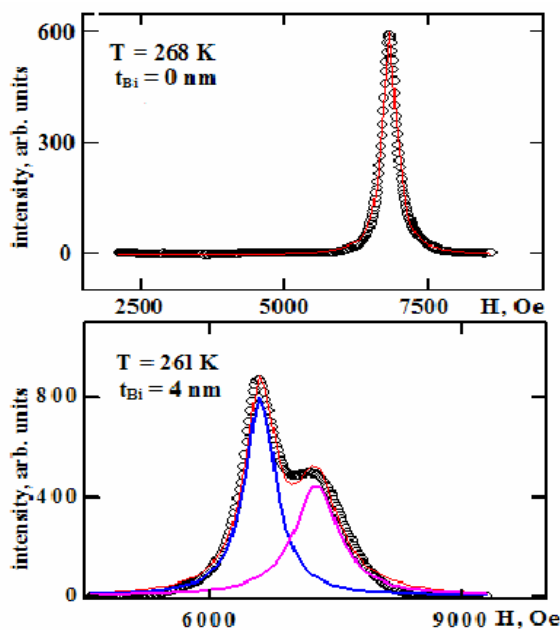


Рис. 2. Спектры магнитного резонанса пленок NiFe/Bi/NiFe при разных толщинах висмута. $t_{\text{NiFe}} = 10 \text{ nm}$

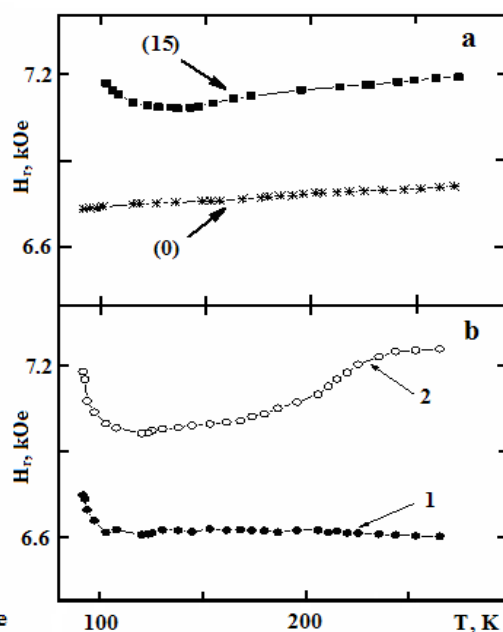


Рис. 3. Температурные зависимости резонансного поля в пленках NiFe/Bi/NiFe

$\sigma(H)$ изменяется при увеличении толщины слоя висмута (см. рис. 1). В частности, для контрольной пленки с $t_{\text{Bi}} = 0$ петля гистерезиса является узкой и кривая намагниченности имеет ферромагнитный тип. Для пленок с $t_{\text{Bi}} \neq 0$ ширина гистерезиса кривых намагничивания немонотонно зависит от толщины t_{Bi} , что связывается с включением межслоевого взаимодействия. Для пленок разного состава Fe-Ni форма петель намагничивания различная, что объясняется конкуренцией магнито-статической и межслоевой обменной энергий.

Были также проведены спектральные исследования полярного эффекта Керра в диапазоне длин волн $\lambda = 400 \div 800 \text{ nm}$ при комнатной температуре. В этом случае также не наблюдается простых подобных друг другу зависимостей от толщины висмутовой прослойки.

Однако магнито-статические данные не позволяют однозначно ответить на вопрос о величине и поведении межслоевого взаимодействия. Поэтому мы использовали метод электронного магнитного резонанса с целью изучения характера изменения межслоевого обмена при изменении температуры.

Установлено, что в интервале толщин висмута $t_{\text{Bi}} = 3\text{--}12 \text{ nm}$ спектр магнитного резонанса состоит из двух линий (см. рис. 2), что согласуется с антиферромагнитным характером межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями. Для контрольной пленки с $t_{\text{Bi}} = 0 \text{ nm}$ и для пленок с $t_{\text{Bi}} \geq 15 \text{ nm}$ наблюдается одиночная линия магнитного резонанса. Были измерены температурные зависимости параметров магнитного резонанса, которые использовались для установления температурных зависимостей J (см. рис. 3). Экс-

периментальные результаты были обработаны в рамках двухподрешеточной модели путем теоретической подгонки спектров магнитного резонанса для трехслойной магнитной пленки. Получено, что константа межслоевого взаимодействия зависит от температуры, слабо увеличиваясь по величине с ростом температуры, при $T = 100 \text{ K}$ обменное поле $H_J = J/(t_{\text{NiFe}} \cdot \sigma)$ примерно равно $-150, -200, -250$ и $+400 \text{ Э}$ для пленок с $t_{\text{NiFe}} = 4, 6, 12, 15 \text{ nm}$ соответственно.

Полученные экспериментальные результаты не укладываются в привычную схему мультислойной структуры, когда немагнитная прослойка влияет только на межслоевое взаимодействие. Для полуметаллов показано [4], что в неоднородных образцах возникает увеличение концентрации свободных электронов. В нашем случае неоднородности могут возникать на границе раздела металла и висмута. Эти эффекты были исследованы методом магнитооптического эффекта Керра.

1. Patrin, G.S. Magnetism of multilayer films in transition metal/semiconductor system / G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii // Fiz. Met. Metalloved. 2006. V. 101, Suppl.1. P. S63–S66.

2. Денисов, В.М. Висмут-содержащие материалы. Структура и физико-химические свойства // В.М. Денисов, Н.В. Белоусова, Г.С. Моисеев, и др. Екатеринбург : УрО РАН, 2000. – С. 430.

3. Patrin, G.S. Influence of semimetal spacer properties in NiFe/Bi/NiFe trilayer films / G.S. Patrin, V.Yu. Yakovchuk, D.A. Velikanov // Phys. Lett. A. 2007. V. 363. P. 164–167.

4. Шук, А.Я. Концентрация носителей в неоднородных образцах и пленках полупроводников // ФТТ. 1974. Т. 16, № 9. С. 2801–2803.

Магнитные и магнитооптические свойства наноразмерных пленок Co-P, полученных химическим осаждением

А.В. Чжан^{1,2}, Г.С. Патрин^{1,2}, В.А. Середкин¹, С.Я. Кипарисов¹,
М.Г. Пальчик¹, Л.В. Буркова¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036.

² Сибирский федеральный университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041.
e-mail: patrin@iph.krasn.ru

При записи и считывании магнитооптической (МО) информации необходимым требованием к МО-средам является высокая магнитооптическая добротность, которая в основном и определяет отношение сигнал/шум при считывании. Одним из возможных методов повышения МО параметров является использование многослойных магнитопленочных (МП) структур. Пленки на основе Co-P являются привлекательными для практического применения, так как обладают значительной величиной магнитооптической добротности, намагниченности и коэрцитивной силы.

Исследуемые образцы имели трехслойную структуру, что обусловлено технологией их получения. Для увеличения адгезии на поверхность стеклянной подложки предварительно осаждались тонкий слой окиси олова и Pd. Полярный эффект Керра и Фарадея наблюдались с помощью метода нуль-анализатора с двойной модуляцией плоскости поляризации при комнатной температуре в магнитном поле 14 кЭ. Для сравнительного анализа были исследованы однослойные пленки Co, которые были получены ионно-плазменным напылением. Петли гистерезиса и намагниченность определяли на СКВИД-магнетометре при комнатной температуре в магнитном поле, которое прикладывалось в плоскости пленок. Морфология поверхности пленок определялась на АСМ.

В настоящей работе сообщается об особенностях магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в пленках Co-P, полученных методом химического осаждения.

Изменение угла вращения плоскости поляризации θ полярного эффекта Керра в таких образцах имеет аномальную зависимость от толщины пленки (d). Нами обнаружено, что при увеличении d величина θ вначале растет, достигает максимума и затем уменьшается до значений, которые слабо зависят как от толщины, так и от длины волны падающего света (см. рис. 1). Так, в пленке толщиной ~ 10 нм θ увеличивается примерно в два раза при изменении λ от 400 нм до 900 нм, тогда как в пленке толщиной 100 нм величина θ в этом диапазоне меняется незначительно.

Эффект Фарадея θ_F имеет дисперсионную зависимость, подобную эффекту Керра в области малых толщин (см. рис. 2). Удельная величина θ_F составляет $\sim 4,38 \cdot 10^5$ град/см на длине волны 500 нм, что значительно превышает величину удельного вращения в пленках "чистого" Co, ко-

торое составляет $\sim 2,2 \cdot 10^5$ град/см, и в массивном Co, где она равна $\sim 2,9 \cdot 10^5$ град/см.

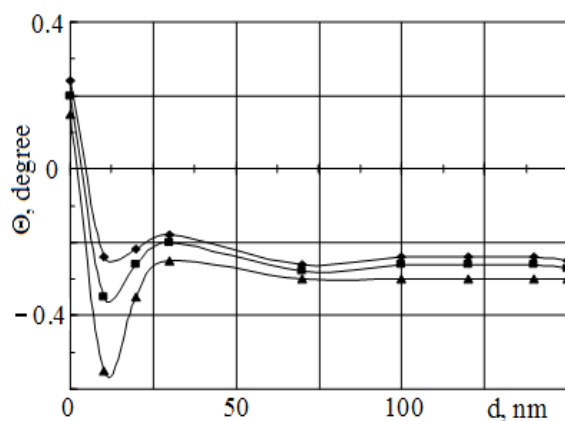


Рис. 1. Толщинная зависимость эффекта Керра в пленках Co-P для различных длин волн: \blacklozenge – 400 нм; \blacksquare – 600 нм; \blacktriangle – 900 нм

Наблюдаемые особенности магнитооптических эффектов, по всей видимости, связаны со структурой исследуемых образцов. Структура пленок Co-P, полученных химическим осаждением, представляет многослойный сэндвич и содержит дополнительные немагнитные металлические подслои. Как известно, увеличение эффекта Керра в таких структурах, так же как и эффекта Фарадея, может быть вызвано разнообразными физическими механизмами, такими как интерференция световых лучей, отраженных от поверхностей раздела

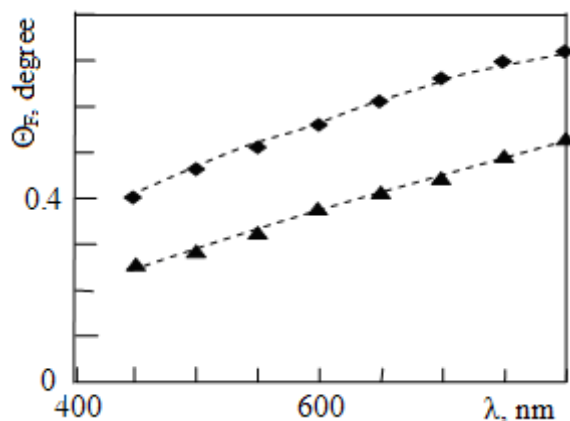


Рис. 2. Спектральная зависимость эффекта Фарадея в пленках Co-P (\blacklozenge) толщиной 11,4 нм и Co (\blacktriangle) толщиной 13,5 нм

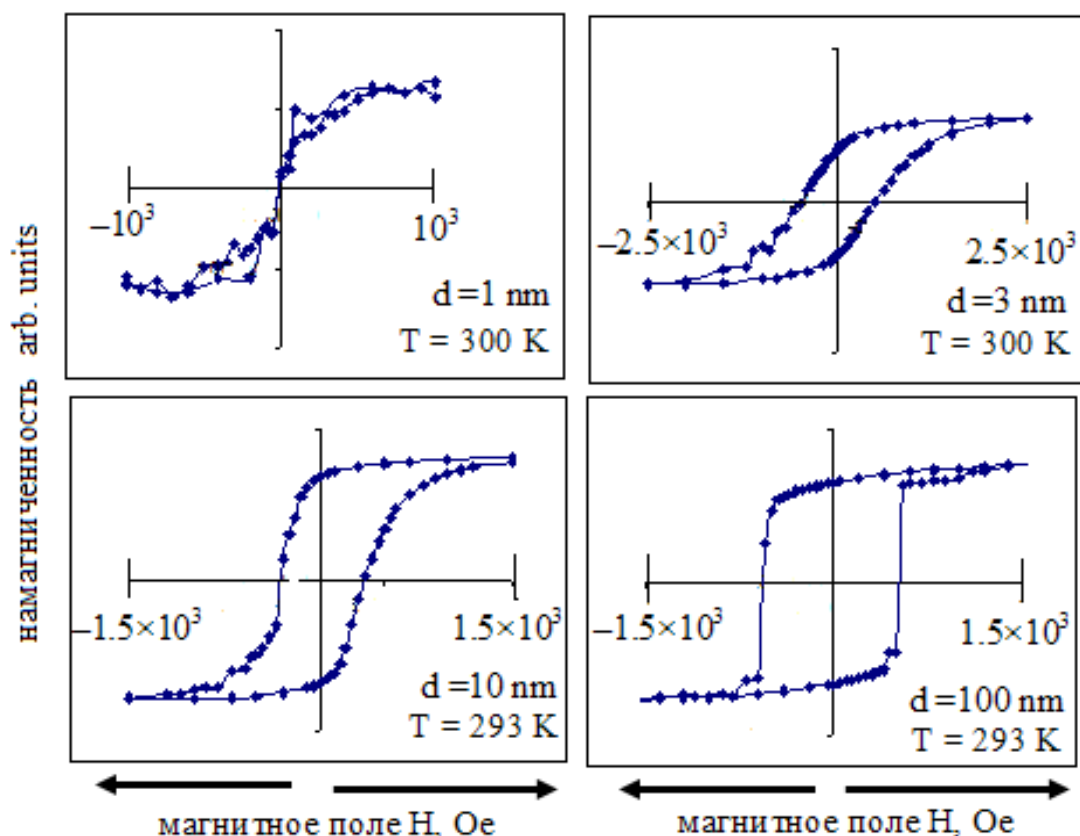


Рис. 3. Петли гистерезиса пленок Co-P. Магнитное поле приложено в плоскости пленки

с многократным отражением от границ раздела различных слоев; поляризация электронов проводимости в немагнитном металлическом подслое; плазменный резонанс; проявление эффекта Фарадея света при прохождении света через магнитную пленку с отражением от ее нижней поверхности. В данном случае преобладающим является последний механизм, что подтверждается несколькими экспериментальными фактами: а) возрастание θ наблюдается в области толщин, при которых свет способен дважды проходить магнитную пленку с отражением от ее нижней границы; б) сильная дисперсионная зависимость эффекта Керра наблюдается именно в области малых толщин, при которых вклад эффекта Фарадея максимален; в) одинаковый характер дисперсионной зависимости обоих эффектов.

В работе приведен расчет угла вращения плоскости поляризации света в зависимости от толщины пленки, учитывающий как эффект Керра, так и эффект Фарадея. Рассчитанная зависимость θ от толщины пленки для различных длин волн имеет вид

$$\theta \approx \frac{\sqrt{r_1} \cdot \theta_K + 2\alpha \cdot d \sqrt{(1-r_1)r_2} \cdot e^{-2\beta d}}{\sqrt{r_1} \left(1 - \frac{\theta_K^2}{2}\right) + 2\alpha \cdot d \sqrt{(1-r_1)r_2} \cdot e^{-2\beta d} (1 - 2\alpha^2 \cdot d^2)},$$

где r_1 – коэффициент отражения от верхней границы магнитного слоя; θ_K – угол вращения плоскости поляризации, обусловленный эффектом Керра, α – вращение на единицу светового пути, r_2 – коэффициент отражения от границы магнитная пленка – немагнитный металл, β – коэффициент затухания. Согласно этой формуле при больших толщинах значение θ определяется только эффектом Керра и при отражении света от верхней поверхности пленки величина θ не зависит от d и λ . Из экспериментальных кривых (рис. 1) находим $\theta_E \approx 0,22^\circ$. В области малых толщин вращение плоскости поляризации определяется эффектом Фарадея и достигает максимума при толщине пленки $d \sim \beta^{-1}$, что соответствует величине скин-слоя δ .

Форма петель гистерезиса (рис. 3) показывает, что при указанных толщинах намагниченность лежит в плоскости пленок. Изменение характера перемагничивания с толщиной хорошо совпадает с ранее проведенными исследованиями морфологии поверхности пленки на АСМ. Безгистерезисный вид кривой намагничивания пленки (рис. 3, $d = 1$ нм) показывает, что в области малых толщин пленки Co-P находятся в суперпарамагнитном состоянии и состоят из отдельных не взаимодействующих островков.

Развитие шероховатости сверхгладких поверхностей при ионно-пучковом травлении

М.М. Барышева, Ю.А. Вайнер, Б.А. Грибков, М.В. Зорина, А.Е. Пестов,
Н.Н. Салащенко, Р.А. Храмов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Согласно критерию Марешаля для достижения дифракционного предела разрешающей способности оптической системы среднеквадратичная величина деформации волнового фронта объектива не должна превышать $\lambda/14$ [1]. В экстремальном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне эта величина лежит в субнанометровой области. Для доведения формы поверхности до требуемых параметров (коррекции) применяется метод локального ионно-пучкового травления [2], который представляет собой управляемый процесс формирования оптических поверхностей с заданными характеристиками, в основе которого лежит явление распыления атомов вещества с поверхности мишени (подложки) под действием ионной бомбардировки [3]. Для обеспечения высоких коэффициентов отражения многослойных зеркал, наносимых на скорректированные подложки, необходимо сохранение шероховатости поверхности в высокочастотном диапазоне на уровне $\sigma \sim 0,3$ нм. Данная работа посвящена изучению влияния параметров ионного травления (энергии ионов, угла падения ионов на поверхность мишени, глубины травления) на шероховатость поверхности в области средних и высоких частот пространственного спектра (10^{-2} – 10^2 мкм $^{-1}$) перспективных для оптических приложений материалов, в частности многослойной структуры (МСС) Cr/Sc, кристаллического кремния [1 0 0] и полированного плавного кварца.

Методика. Эксперименты проводились на установке ионно-пучкового травления, описание которой приведено в [2]. В качестве источника ускоренных ионов использовался технологический источник ионов КЛАН-103М (“Платар”, Москва) с накальным катодом. При работе с диэлектрическими материалами применялся дополнительный катод-нейтрализатор, установленный на выходе ионного источника, с помощью которого удается полностью скомпенсировать заряд ионного пучка и проводить травление нейтральными атомами.

Для определения глубины травления в вакуумную камеру экспериментальной установки помещался образец, часть которого закрывалась маской из фольги, и подвергался ионной бомбардировке. В результате на поверхности формировалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе Talysurf CCI 2000.

Изучение динамики шероховатости в области средних и высоких пространственных частот проводилось методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) (Solver P47-PRO, NT-MDT), малоугловой рентгеновской дифракции и диффузного рассеяния рентгеновского излучения (ДР) с длиной волны 0,154 нм (PANanalytical X'Pert PRO).

Травления многослойной структуры Cr/Sc. Выбор МСС Cr/Sc в качестве корректируемого покрытия объясняется использованием её в качестве подслоя при изготовлении многослойных рентгеновских зеркал. Это связано с рядом важных свойств этой пары [4]. В частности, при определённом подборе толщин слоёв Cr и Sc в МСС данная структура позволяет скомпенсировать стресс при напылении на него многослойных Mo/Si-зеркал.

Эксперименты показали, что микрошероховатость поверхности развивается при уменьшении угла падения частиц на поверхность образца (θ – угол от поверхности), но при этом значительно растёт скорость травления. Оптимальным углом, сочетающим значительную скорость травления и сохранение шероховатости на исходном уровне, оказался угол 60° . Для энергии ионов $E = 100$ эВ шероховатость поверхности не развивается, однако скорость травления составляет всего 0,05 нм/мин, что не интересно с точки зрения технологического процесса. При бомбардировке Cr/Sc-образцов ионами с энергией $E = 300$ эВ шероховатость поверхности начинает развиваться уже при глубинах съёма материала более 50 нм, а для энергии ионов $E = 200$ эВ остается неизменной при глубинах съёма до 400 нм (400 нм – это максимальные съёмы материала при коррекции реальных подложек).

Травления плавного кварца. Недостатком процедуры коррекции по МСС Cr/Sc является то, что при возникновении ошибки, например при нанесении зеркального покрытия, необходимо снимать зеркало с подложки, и, как следствие, всю трудоемкую процедуру формирования поверхности необходимо проводить заново. Поэтому интересно корректировать непосредственно SiO $_2$ -подложку.

Для экспериментов использовались плоские кварцевые образцы размером 25×40 мм (исходная шероховатость поверхности 0,4 нм в диапазоне пространственных частот 10^{-2} – 10^2 мкм $^{-1}$). Эксперименты проводились для энергий частиц 150; 200; 300; 500 и 800 эВ и для углов падения частиц на поверхность образцов $\theta = 30^\circ$ – 90° . Полученная экспериментальная зависимость показывает, что шероховатость поверхности развивается при уменьшении угла (θ) падения ионов на образец и увеличении энергии распыляющих атомов. При построении зависимости величины среднеквадратичной шероховатости от коэффициента распыления мишени SiO $_2$ атомами Ag оказалось, что шероховатость остается на исходном уровне при коэффициентах распыления меньше 0,8 атомов/ион, а при превышении этого значения наблюдается значительный ее рост. Причём развитие происходит при превышении этого значения как при малых энергиях, но больших отклонениях угла падения от

нормали, так и при больших энергиях, но меньших углах падения атомов на поверхность образца.

Изучение шероховатости поверхности полированного плавного кварца показало, что при травлении атомами Ag под углом $\theta = 90^\circ$ (наиболее востребованный угол травления, поскольку коррекция проводится через) шероховатость остается на исходном уровне в области как высоких, так и средних пространственных частот до глубин травления 0,4 мкм. Таким образом, в работе найдены параметры проведения коррекции формы поверхности оптических элементов из полированного плавного кварца методом ионно-пучкового травления с сохранением шероховатости поверхности в области высоких и средних пространственных частот на исходном уровне.

Другой перспективной задачей видится изготовление асферических оптических подложек из сферических заготовок ближайшего радиуса кривизны с максимальным отклонением от ближайшей сферы порядка 10 мкм. Преимущество асферизации поверхности ионным пучком перед механическим полированием (точением) заключается в следующем. Полирование сферических поверхностей происходит методом "притира", когда при линейно-поступательном движении полирующего инструмента и вращении полируемой детали сферическая форма поверхностей получается автоматически. Это условие выполняется только при полировании сферических и плоских деталей. В этом случае в отличие от метода точения местные ошибки существенно меньше, что создает предпосылки для получения более качественных поверхностей. С этой целью проводилось изучение динамики шероховатости при больших (порядка 10 мкм) съемах материала. Эксперименты проводились при нормальном падении ионов на образец, энергия ионов составляла 300 эВ, скорость травления при этом была порядка 10 нм/мин. Таким образом, для того чтобы провести травление на глубину до 10 мкм потребуется порядка 16 часов. Для сравнения, асферизация традиционными методами механического полирования требует нескольких недель.

Изучение динамики шероховатости поверхности полированного плавного кварца показало, что по данным диффузного рассеяния рентгеновского излучения с длиной волны 0,154 нм наблюдается рост шероховатости в области средних пространственных частот с 0,4 до 1,0 нм (глубина травления 11 мкм). При этом данные атомно-силовой микроскопии и зеркального отражения рентгеновского излучения показывают сохранение и даже улучшение исходной шероховатости. Это расхождение мы объясняем рассеянием рентгеновского излучения объемными неоднородностями в приповерхностном (нарушенном) слое. Подтверждением этого является и то, что коэффициенты отражения многослойных зеркал, нанесенных на эту подложку, и свидетель (не травленный образец) одинаковы. Таким образом, показано, что с помощью ионно-пучкового травления можно проводить глубокое, по крайней мере до 10 мкм,

травление плавного кварца с сохранением исходной микрошероховатости поверхности.

Травления Si [1 0 0]. Первые эксперименты по изучению развития шероховатости кристаллического Si [1 0 0] показали значительную зависимость динамики шероховатости от угла падения ионов на поверхность образца. При нормальном падении атомов Ag на поверхность образца происходит катастрофическое развитие шероховатости как в области высоких, так и в области средних пространственных частот уже при съеме материала на уровне менее 1 мкм. При наклонном падении $\theta = 60^\circ$ наблюдается сглаживание шероховатости в области как средних, так и высоких пространственных частот, что является весьма перспективным для создания атомарно-гладких подложек для многослойной рентгеновской оптики. Однако при этом наблюдается появление "волны". Причем она наблюдается как на АСМ-кадре и построенной по нему PSD-функции, так и по PSD-функции, построенной по данным ДР.

Заключение. В работе изучалось поведение микрошероховатости поверхности плавного кварца, кристаллического кремния [1 0 0] и МСС Cr/Sc при ионной бомбардировке. Было установлено, что при травлении МСС Cr/Sc ионами аргона с энергией $E = 300$ эВ шероховатость поверхности начинает развиваться при глубинах съема материала более 50 нм, а при энергии ионов $E = 200$ эВ не изменяется до глубин съема 0,4 мкм. Для SiO₂ было установлено, что при углах падения атомов Ag на поверхность мишени, приближающихся к нормальным, не наблюдается развитие шероховатости поверхности до глубин травления 0,4 мкм. При превышении этого значения наблюдается образование приповерхностного нарушенного слоя, шероховатость поверхности при этом остается на исходном уровне. Возможность травления кремния ионными пучками аргона для задач получения сверхточных оптических поверхностей из-за сильной и нерегулярной зависимости шероховатости от угла падения, а также появления на поверхности "волны", не очевидна и требует дальнейшего изучения.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00873, 09-02-00912, 11-02-00597-р, 11-02-00961 ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы".

1. Борн, М. Основы оптики : перевод с английского / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973. – 420 с.

2. Chkhalo, N.I. Projection XEUV- nanolithography / N.I. Chkhalo, E.B. Klunokov, A.E. Pestov et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 603. P. 62–65.

3. Майссел Л. Технология тонких пленок : справочник / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга. – Нью-Йорк, 1970. Пер. с англ. / под ред. М.И. Елинсона, Г.Г. Смолко. – М. : Сов. Радио, 1977. – Т 1. – 664 с.

4. Андреев, С.С. Компенсация упругих деформаций многослойных Mo/Si-структур, нанесенных на подложку из кварца и зеродура посредством буферных Cr/Sc-слоев / С.С. Андреев, Е.Б. Клуенков, А.Л. Мизинов и др. // Поверхность. 2005. № 2. С. 45.

трация не превышает 10^{-2} ат.%. Степень модуляции *Cu* в соседних слоях составляет 40 раз, а разрешение по глубине 0.8 нм.

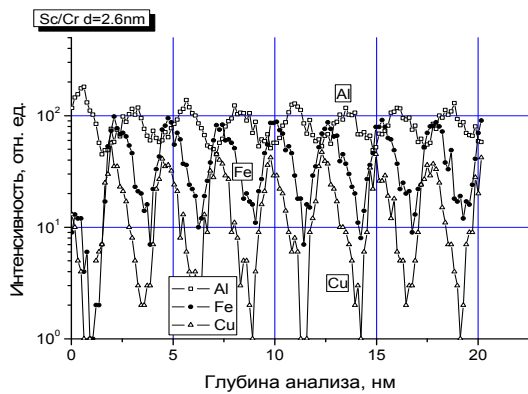


Рис. 3. Распределение электроположительных элементов примеси в структуре *Sc/Cr*

В структуре *Mg₂Si/Si* по данным нескольких типов вторичных ионов модуляция *Mg* в соседних слоях составляет около 10^2 – рис. 4.

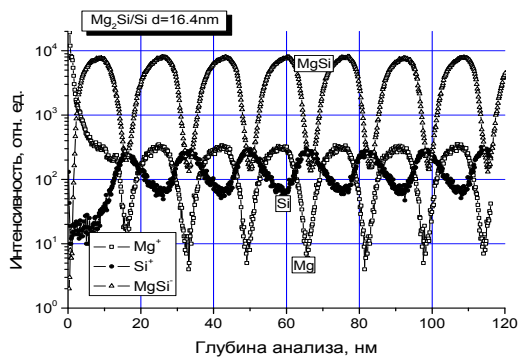


Рис. 4. Распределение элементов матрицы в структуре *Mg₂Si/Si*

Отношение интенсивностей *Mg* и *Si* в слоях *Mg₂Si* данной структуры и в тестовой структуре (слой *Mg₂Si* толщиной 0.1 мкм) оказывается близким. Это свидетельствует о совпадении стехиометрии слоев *Mg₂Si* в этих структурах. Основной примесью в структуре *Mg₂Si/Si* является *O* (рис. 5), его концентрация составляет не менее 1 ат.% в слоях *Mg₂Si*. Среди электроположительных примесей на уровне 10^{-2} – 10^{-1} ат.% присутствует *Al* в слоях *Mg₂Si*, а также *B*, *Fe* и *Cr* в слоях *Si*.

В структуре *Cr/Si* модуляция *Cr* превышает 20 раз – рис. 6. Основной примесью в структуре является кислород. Его концентрация в слоях *Si* находится на уровне $0.1 \div 1$ ат.%, а степень модуляции в соседних слоях *Si* и *Cr* превышает 10^2 раз. В слоях *Si* наблюдается также интенсивная линия кластерного иона *SiO₂*, для которого степень модуляции превышает 10^3 раз – рис.6. На уровне 10^{-3} ат.% присутствуют *Fe*, *Cu*, *Al* и *Ni* с небольшой модуляцией в слоях *Cr* и *Si*.

Таким образом, в работе показано, что многослойные структуры *Cr/Sc* с периодом до 2.6 нм могут быть с большой степенью информативности исследованы методом ВИМС. Впервые прямым методом элементного анализа показано, что модуляция *Cr* и *Sc* в слоях структуры превышает 10 раз. В структурах *Mg₂Si/Si* и *Cr/Si* модуляция *Mg* и *Cr* составляет 10^2 и 20 раз соответственно. Основной примесью во всех структурах является кислород, по-видимому, для снижения его концентрации необходимо повышение уровня вакуума в ростовой камере. Высокое значение примеси *Al* в слоях *Mg₂Si* одной из структур явно свидетельствует, что источником данной примеси является мишень материала *Mg₂Si*, используемая для напыления.

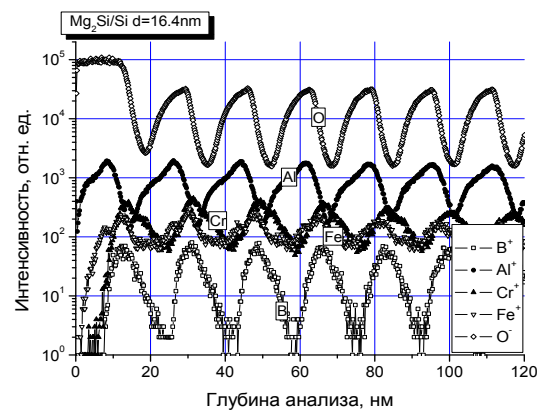


Рис. 5. Распределение элементов примеси в структуре *Mg₂Si/Si*

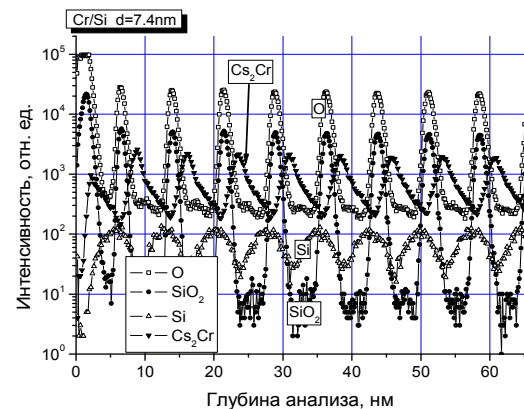


Рис. 6. Распределение элементов в структуре *Cr/Si*

Работа поддерживалась РФФИ, проект 09-02-00389, ГК № П1544 от 09.09.09 (ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России") и программами президиума РАН.

1. Wilson, R.G. SIMS quantification in Si, GaAs and diamond – an update // International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes. 1995. V. 143. P. 43–49.

2. М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, М.М. Барышева, В.Н. Полковников, Н.И. Чхало // Известия РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, № 1. С. 106–110.

Монохроматизация фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах с использованием квазизапрещенных брэгговских отражений от многослойных периодических структур

В.А. Бушуев¹, Л. Самойлова²

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, МГУ, Москва.

² European XFEL GmbH, Notkestr 85, Hamburg 22607, Germany.

e-mail: vabushuev@yandex.ru

Показано, что использование квазизапрещенного отражения 2-го порядка от многослойной периодической структуры (МС) $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$ позволит осуществлять монохроматизацию фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) на уровне $\Delta E/E \approx 0.04\%$ с эффективностью $\sim 60\%$. Исследованы форма, длительность, пиковая интенсивность и статистические характеристики отраженных импульсов. Использование скользящих углов падения позволит уменьшить радиационную нагрузку почти на порядок по сравнению с отражением от кристаллов.

В последние годы ведется активная работа по созданию Европейского РЛСЭ с длиной волны $\lambda \sim 0.1$ нм. Расчеты показывают [1], что в результате самоиндуцированного усиления спонтанного излучения (SASE) на выходе РЛСЭ формируются многопиковые импульсы с угловой расходимостью ≈ 1 мкрад, с общей длительностью $\tau_0 \approx 100$ фс и длительностью отдельных случайных субимпульсов (спайков) $\tau_s \sim 0.1-0.2$ фс. Спектральная ширина импульса РЛСЭ $\Delta\Omega \approx 2/\tau_c$ определяется временем когерентности $\tau_c \approx 0.2$ фс, если $\tau_0 \gg \tau_c$.

Дифракционное отражение от кристаллов и МС широко используется для монохроматизации и коллимации рентгеновского излучения. Спектральная ширина импульса РЛСЭ $\Delta E/E \approx 0.1\%$ [1] почти на порядок превосходит спектральную ширину $\Delta E_B/E \sim 0.01\%$ брэгговского отражения от монокристаллов и много меньше ширины $\sim 1-5\%$ дифракционного отражения от типичных МС. В связи с этим представляет интерес обсудить возможности создания МС с шириной отражения в промежуточном интервале $\Delta E_B/E \sim 0.05-0.5\%$.

В работе [2] развита теория дифракции произвольных детерминированных импульсов в кристаллах в геометриях Брэгга и Лауэ. Теория отражения от периодической МС импульсов РЛСЭ со случайной временной структурой развита в работе [3].

Из динамической теории дифракции следует, что относительная ширина брэгговского отражения $\Delta E_B/E = |\chi_i|/\sin^2\theta_B$, где $\chi_i \approx -(i/\pi)(\delta_1 - \delta_2)F(\xi, m)$, $F(\xi, m) = m^{-1}[1 - \exp(i2\pi m\xi)]$ – структурный фактор МС, $\xi = d_1/d$, $d = d_1 + d_2$ – период МС, $m = 1, 2, \dots$ – порядок отражения. Поэтому для уменьшения ширины $\Delta E_B/E$ используют МС с малым периодом d и слабопоглощающие вещества с малым контрастом $(\delta_1 - \delta_2)$, а для увеличения ин-

тенсивности отражения приходится увеличивать число периодов до $N \sim 10^3$ (см. в [3]). Однако даже для самой оптимальной МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$ ширина $\Delta E_B/E \sim 0.2-0.3\%$ (при $d \sim 1.5-2$ нм), что больше ширины спектра импульсов SASE РЛСЭ.

Структурный фактор $F(\xi, m)$ для 1-го порядка отражения максимален при $\xi = 0.5$ и обращается в ноль для 2-го порядка отражения (запрещенное отражение). Для дальнейшего уменьшения ширины $\Delta E_B/E$ мы предлагаем использовать МС с квазизапрещенным отражением, т.е. структуры с $\xi \neq 0.5$, для которых $F(\xi, 2) \neq 0$. Из рис. 1 видно, что для рефлекса 2-го порядка при $\xi \approx 0.25$ и 0.75 можно реализовать достаточно высокую интенсивность отражения ($I_R \approx 60\%$) с очень узкой спектральной шириной $\Delta E_B/E \approx 0.04\%$.

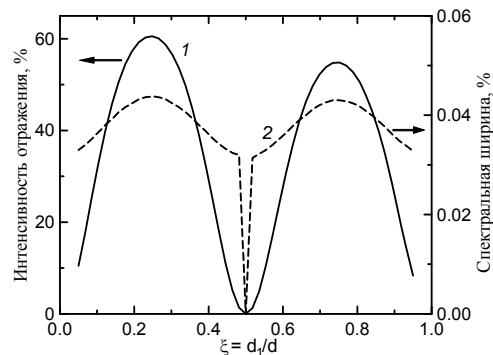


Рис. 1. Зависимость максимальной интенсивности отражения I_R (кривая 1) и ширины рефлекса $\Delta E_B/E$ (кривая 2) от относительной толщины слоев $\xi = d_1/d$. Параметры МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$: период $d = 2.5$ нм, высоты шероховатостей $\sigma = 0.2$ нм, число периодов $N = 1400$, $\lambda = 0.1$ нм.

Интенсивности брэгговского отражения 2-го порядка I_R и спектральные ширины $\Delta E_B/E$ при отражении излучения с длиной волны $\lambda = 0.1$ нм от МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$ с периодом $d = 2.5$ нм и $\xi = 0.25$ при различных числах периодов N и среднеквадратичных высотах шероховатостей σ

	N	$\sigma=0$	$\sigma=0.1$ нм	$\sigma=0.2$ нм
I_R (%)	800	58.7	50.8	29.9
	1000	71.7	64.2	41.1
	1400	86.5	81.4	60.5
$\Delta E_B/E$ (%)	800	0.075	0.071	0.063
	1000	0.067	0.063	0.053
	1400	0.059	0.055	0.043

Из таблицы видно, что с увеличением N интенсивность I_R увеличивается, а спектральная ши-

рина отражения уменьшается. Увеличение высоты шероховатостей приводит, естественно, к уменьшению I_R , однако достаточно интересным является эффект уменьшения спектральной ширины (при фиксированном N) с увеличением высоты шероховатостей σ . Сужение кривой отражения $I_R(\Omega)$ вызвано тем, что шероховатости более сильно подавляют края этой спектральной кривой.

Для сравнения на рис. 2 приведены нормированный спектр падающего импульса РЛСЭ $G(\Omega) = \langle |A(\Omega)|^2 \rangle$, где $A(\Omega)$ – фурье-компоненты случайной амплитуды $A(t)$ с временем когерентности $\tau_c = 0.22$ фс и спектральная интенсивность отражения 2-го порядка $I_R(\Omega)$ от МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$. Видно, что ширина отражения $\Delta E_B/E$ почти в 2.5 раза меньше, чем спектральная ширина падающего импульса.

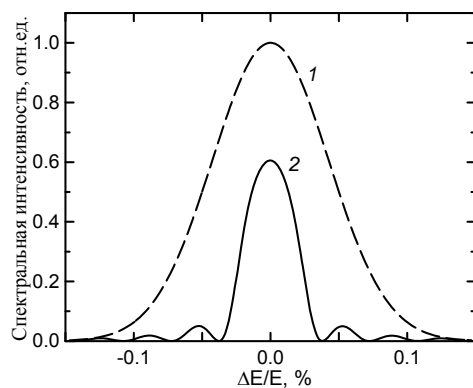


Рис. 2. Спектральная интенсивность $G(\Omega)$ импульса РЛСЭ с шириной $\Delta E/E = 0.1\%$ (кривая 1) и кривая отражения $I_R(\Omega)$ (2) от МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$ с $\xi = 0.25$; $\theta_B = 2.3^\circ$. Остальные параметры как на рис. 1.

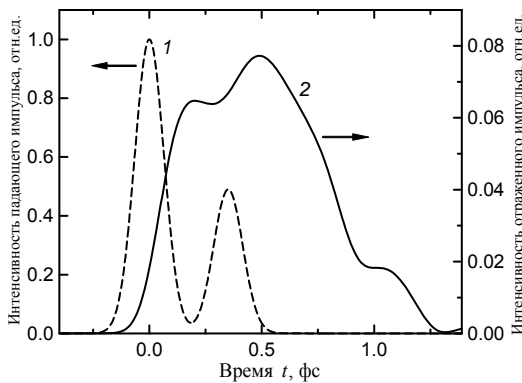


Рис. 3. Влияние брэгговского отражения от МС с узкой линией на интенсивность и форму отраженного импульса $I_R(t)$ (кривая 2). Падающий импульс (кривая 1) состоит из двух некогерентных импульсов с одинаковыми длительностями 0.15 фс и с амплитудами поля $A_1 = 1$ и $A_2 = 0.7$. Интервал времени между импульсами равен 0.35 фс. Другие параметры как на рис. 1 и 2.

Как и в случае монокристаллов [2], отражение от МС с узкой линией приводит к искажению временной зависимости $I_R(t)$ интенсивности отраженного импульса по сравнению с профилем $I_0(t)$ падающего импульса (рис. 3), а также к изменению формы и ширины функции временной когерентности (рис. 4).

Из рис. 3 видно, что два коротких некогерентных импульса, которые в данном случае представляют собой модель спайков в импульсе SASE РЛСЭ, после отражения сильно перекрываются, а интенсивность отраженного импульса уменьшается почти в 13 раз. Падающие импульсы задавались выражениями $A_1 \exp(-t^2/2\tau_1^2)$ и $A_2 \exp[-(t - t_{12})^2/2\tau_1^2]$, где $\tau_1 = 0.088$ фс, $t_{12} = 0.35$ фс, и считались независимыми, т.е. некогерентными во времени.

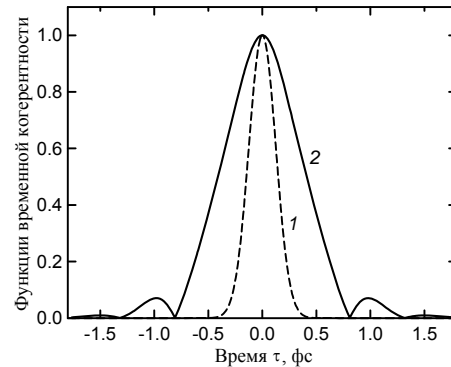


Рис. 4. Функции временной когерентности падающего импульса $\gamma(\tau)$ (1) и отраженного импульса $\gamma_R(\tau)$ (2) от МС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{V}_4\text{C}$. Времена когерентности $\tau_c = 0.22$ фс и $\tau_{cR} = 0.60$ фс. Остальные параметры как на рис. 1 и 2.

Отражение от МС приводит к уширению функции временной когерентности почти в 3 раза и к появлению симметричных затухающих осцилляций на хвостах функции когерентности $\gamma_R(\tau)$ (рис. 4).

Рассмотрена также задача об использовании МС в качестве сплиттеров импульсов РЛСЭ для создания линий задержки в экспериментах типа “pump-probe” и определены параметры МС.

Таким образом, квазизапрещенное отражение фемтосекундных импульсов РЛСЭ от МС приводит к некоторой монохроматизации, или, иными словами, к уширению функции временной когерентности. Наличие шероховатостей с высотами в разумных пределах не мешает, а наоборот, скорее помогает задаче получения МС с шириной брэгговского отражения в промежутке между традиционными МС и совершенными монокристаллами.

Один из авторов (В.Б.) благодарит РФФИ (гранты № 09-02-12297-офи_м, № 10-02-00768) и BMBF Project 05K10CHG. Авторы признательны М. Yurkov за предоставление 3D-FAST-результатов расчетов импульсов SASE 1 РЛСЭ, а также М. Yurkov, Н. Sinn, Th. Tschentscher за полезные обсуждения.

1. Geloni, G. Coherence properties of the European XFEL / G. Geloni, E. Saldin, L. Samoylova et al. // New J. Phys. 2010. V. 12, P. 035021.

2. Bushuev, V.A. Diffraction of X-ray free-electron laser femtosecond pulses on single crystals in the Bragg and Laue geometry // J. Synchrotron Rad. 2008. V. 15, № 5. P. 495–505.

3. Bushuev, V.A. Application of quasi-forbidden multilayer Bragg reflection for monochromatization of hard X-ray FEL SASE pulses / V.A. Bushuev, L. Samoylova // Nucl. Instr. and Meth. A. 2010. doi:10.1016/j.nima.2010.10.036.

Проблема аттестации сверхгладких поверхностей для изображающей рентгеновской оптики

М.М. Барышева¹, Ю.А. Вайнер¹, Б.А. Грибков¹, М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹,
Ю.Я. Платонов², Д.Н. Рогачев¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

²Rigaku Innovative Technologies, Inc. 1900 Taylor Road, Auburn Hills, MI 48326.

e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

При изготовлении оптических элементов для приборов и систем изображающей оптики дифракционного качества (EUV- и DUV-литография, рентгеновская микроскопия) необходимо исследовать шероховатость поверхностей подложек с субнанометровой точностью в диапазоне пространственных частот $10^{-3} - 10^3 \text{ мкм}^{-1}$. Задача осложняется существенной кривизной элементов (углы входа излучения $10-20^\circ$), что делает невозможным либо недостоверным применение таких стандартных и широко используемых методик, как диффузное рассеяние жесткого рентгеновского излучения (ДР), атомно-силовая (АСМ) и оптическая интерференционная микроскопия (ОИМ). В настоящий момент наиболее перспективным подходом к решению данной задачи представляется использование совокупности методов диффузного рассеяния оптического и мягкого рентгеновского излучений [1]. Вместе с тем, применение рентгенооптических методов в случае изучения поверхностей, подвергшихся глубокому ионному травлению, имеет свои особенности. Для выявления физических пределов применимости существующих подходов в рамках работы проведено сравнение результатов аттестации поверхностей плоских Si- и SiO₂-подложек, подвергавшихся глубокой полировке и ионному травлению.

Под аттестацией поверхности понимается построение функции спектральной мощности шероховатости PSD(ν), ν – пространственная частота. АСМ и ОИМ позволяют получить и обработать непосредственно карту поверхности, в случае ДР методика, развитая в [2], связывает одномерную индикатрису рассеяния $\Pi(\theta) = (dW_{\text{scatt}}/d\theta)/W_0$ с PSD(ν) в виде

$$\Pi(\theta) = \frac{\pi^2 |1 - \epsilon|^2 |t(\theta_0)t(\theta)|^2}{2\lambda^3 \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta}} \text{PSD}(\nu), \quad (1)$$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta - \cos \theta_0|,$$

где θ_0 и θ – углы падения и рассеяния излучения, λ – длина волны, ϵ – диэлектрическая проницаемость, t – френелевские коэффициенты прохождения.

Наиболее достоверным, эталонным методом изучения поверхности в настоящий момент признан метод АСМ. Нелинейность пьезосканера стандартно компенсируется с помощью емкостных датчиков при сканировании и далее вычитанием поверхности второго порядка при обработке [3]. Заметим, что вычитание «эталонной» поверхности в данном случае применено быть не может,

поскольку речь идет об ангстремной шероховатости. Подтверждением адекватности полученных результатов является хорошее совпадение PSD, построенных для сканов разного размера ($2 \div 20 \text{ мкм}$), а также совпадение с данными ДР жесткого рентгеновского излучения, полученное для плоских образцов, прошедших глубокою полировку. Также хорошее совпадение между этими методами наблюдается в случае подложек, подвергавшихся неглубокой ($0,1-0,2 \text{ мкм}$) ионной полировке.

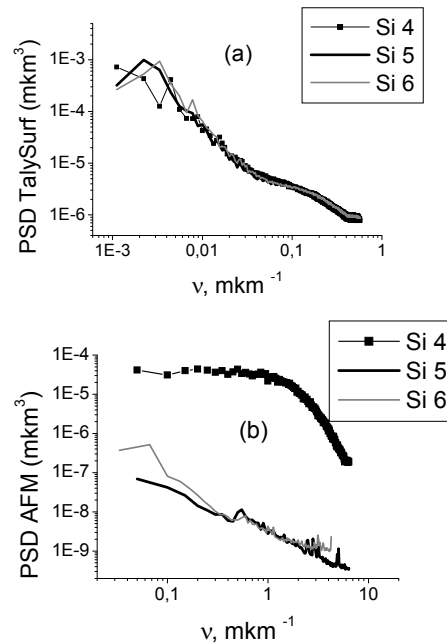


Рис. 1. Исследование Si-подложек методами АСМ и ОИМ

На рис. 1 приведены результаты исследования трех Si-подложек методами ОИМ (a) и АСМ (b). Хорошо видно, что оптический интерферометр не различает эти поверхности, хотя с точки зрения АСМ значения эффективной шероховатости образцов 4-го и 6-го отличаются на порядок. Противоречия при изучении плоских образцов на оптическом интерферометре Zygo с набором объективов с разным увеличением также подтверждаются исследованиями наших коллег из компании Rigaku. В основе метода ОИМ лежит наблюдение интерференции волн, отраженных от исследуемого образца и эталонной поверхности. Именно использование эталонов, на наш взгляд, приводит к наблюдаемым противоречиям и делает неубедительным применение ОИМ для изучения сверхгладких поверхностей.

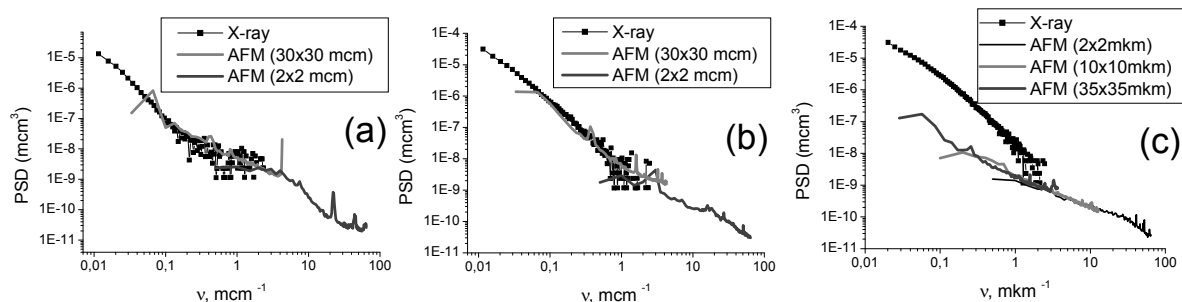


Рис. 2. Исследование SiO₂-подложек методами АСМ и ДР с $\lambda = 0,154$ нм

Сопоставим теперь данные аттестации кварцевых подложек, прошедших глубокую полировку (рис. 2, *a*) и дополнительно подвергнутых ионному травлению на большие глубины (рис. 2, *b, c*) [4]. Для образцов *a* и *b* наблюдается совпадение двух подходов, что дополнительно подтверждает их адекватность.

На рис. 2, *c* PSD-функции, полученные разными методами, отличаются на порядок. Заметим, что такое отличие не может объясняться наличием пористой поверхности [5]: для сильно развитых поверхностей отличие PSD-функций было бы обратным, т. е. кривая, полученная рентгеновским методом, лежала бы существенно ниже (падающее излучение выходит из критического угла, что приводит к снижению интенсивности рассеянного сигнала) и не отражала реального состояния поверхности.

Напротив, на рис. 2, *c* для кварцевой подложки, подвергавшейся ионному травлению на глубины ~ 10 мкм, АСМ «видит» гладкую поверхность, а метод диффузного рассеяния дает PSD-функцию, соответствующую заметной шероховатости. Важно отметить, что данные зеркального отражения рентгеновского излучения при этом хорошо согласуются с PSD-функцией, полученной методом АСМ [6]. Нанесение W/Si зеркала ($d \sim 2,5$ нм) на рассматриваемую подложку также подтвердило высокое качество ее поверхности.

Значения PSD-функции, полученные методом диффузного рассеяния, таким образом, описывают рассеяние на объемных неоднородностях, образовавшихся под поверхностью в результате ионного травления. Отметим также, значение оптической плотности кварца при этом изменяется незначительно в силу малой доли атомов аргона, внедренных в подложку, что также подтверждается кривыми отражения.

Для подтверждения гипотезы существования объемных образований под поверхностью были построены PSD-функции для разных углов падения излучения на поверхность θ_0 (рис. 3). Хорошо известно, что в случае нетравленных гладких поверхностей полученные таким образом результаты должны совпадать. Глубина проникновения рентгеновского излучения в материал подложки может быть оценена как $L = \lambda / [4\pi \text{Im}(\epsilon - \cos^2 \theta_0)]^{0.5}$. Согласно рис. 3 при увеличении угла падения рассеянный сигнал заметно ослабевает, что может быть

объяснено наличием рассеивающего нарушенного слоя под поверхностью подложки.

Таким образом, несмотря на то что рассеяние рентгеновского излучения является общепризнанным подходом при исследовании поверхности, в данной работе продемонстрирована его объемная чувствительность. Вместе с тем, при изучении неплоских поверхностей для изображающей оптики, для окончательного доведения формы которых применяется ионное травление [4], альтернативы диффузному рассеянию мягкого рентгеновского излучения на данный момент практически нет. Это означает, что необходимо иметь априорные представления о наличии разрушенного слоя в материале. В качестве контроля может быть рассмотрено рассеяние при падении под разными углами, также данные рассеяния должны быть сопоставлены с результатами зеркального отражения.

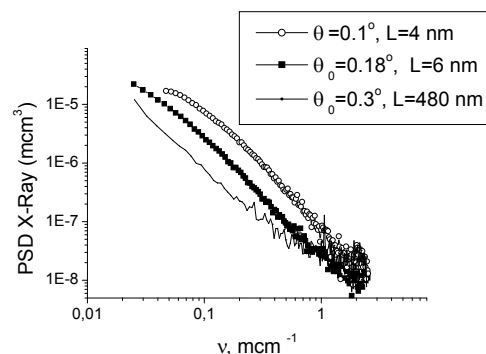


Рис. 3. Исследование кварцевой подложки методом ДР при разных углах падения излучения θ_0 .

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00912, 11-02-00961, 11-02-00597 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

1. Барышева М.М. и др. Стенд для изучения шероховатости поверхностей... // В наст. сборнике.
2. Asadchicov V.E., Kozhevnicov I.V. et al. // Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A, **530**, 575 (2004).
3. Занавескин М.Л. Диссертация ... к.ф.-м.н. / Институт кристаллографии РАН. М., 2008.
4. Пестов А.Е. и др. «Развитие шероховатости сверхгладких поверхностей...» // В наст. сборнике.
5. Миронов В.Л. Диссертация ... д.ф.-м.н. / Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 2009.
6. Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, вып. 1. С. 71.

САЕ-САИ-САМ-система поддержки производства оптических компонентов рентгеновской оптики

И.С. Савельев, С.К. Савельев

ООО «Прецизионные технологии», ул. Алтайская, 12, 34, 196066, Санкт-Петербург.
e-mail: ssav@x-energo.com

Изготовление элементов рентгеновской оптики представляет значительную техническую проблему и является ключевым элементом многих передовых современных технологий.

Быстрое развитие приборостроения, использующего рентгеновскую оптику, опирается на постоянный рост качества коммерчески доступной элементной базы. Этот процесс, естественно, не возможен без развития соответствующего технологического обеспечения, которое, как правило, требует высокого уровня автоматизации, по крайней мере, ключевых операций.

В данной работе представлен опыт разработки развитой системы Computer Aided Engineering (CAE) – Computer Aided Inspect (CAI) – Computer Aided Machining (CAM) обеспечения проектирования, измерения и изготовления мастер-шаблонов для изготовления подложек многослойных интерференционных структур репликационным методом. Следует отметить, что ряд ключевых компонентов описанной системы практически без изменений может быть использован и в других технологических процессах, например контроля и изготовления высокоточных оптических элементов на основе кристаллов.

Описываемый процесс производства мастер-шаблонов состоит из трех основных производственных процедур:

1. изготовления заготовки мастер-шаблона методом эластичного изгиба,
2. финишной обработки заготовки методом полирования малоразмерным инструментом,
3. операций контроля формы.

Реализация каждого из указанных процессов требует высокого уровня автоматизации либо вообще невозможна без таковой. Для поддержки данного процесса авторами разработан комплекс программных средств, решающий большинство задач, требующих автоматизации в данном процессе, начиная от входного контроля материалов и заготовок и кончая выходным контролем готового мастер-шаблона.

Схема представляемого процесса изготовления мастер-шаблона методом эластичного деформирования изображена на рис. 1.

При этом важнейшим моментом технологии является расчет формы заготовки и условий ее деформирования и последующей фиксации, обеспечивающих приближение к заданной форме рабочей поверхности. Данная задача решается разработанной авторами САЕ-системой, реализующей ряд вычислительных и оптимизационных процедур, базирующихся на конечно-элементном

расчете деформирования конкретного экземпляра заготовки под действием приложенных усилий и усадочных напряжений фиксирующего клеевого слоя с учетом эмпирических поправок. При этом на выходе данного расчета формируется либо чертеж требуемой формы заготовки в плане, либо программа для станка лазерной либо водоструйной резки, реализующего формирование детали.

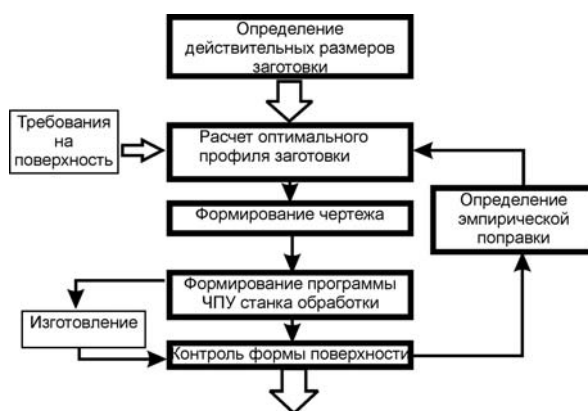


Рис. 1. Схема технологического процесса изготовления мастер-шаблона цилиндрической оптики методом эластичного деформирования

Описанный процесс обеспечивает стабильное получение параболических и эллиптических цилиндрических поверхностей с размерами вдоль главной оси до 300 мм и нескольких десятков миллиметров в поперечном направлении с ошибкой формы в несколько единиц угловой секунды. Как представляется авторам, в настоящий момент данная технология исчерпала свои возможности.

Дальнейшее снижение ошибки формы следует осуществлять на основе применения дополнительной финишной обработки.

В данной работе рассматривается использование для производства цилиндрических асферических поверхностей полирования малоразмерным инструментом. Данная технология известна несколько десятилетий [1, 2]. Под нее выпускается серийное оборудование (см., например, [1]). Однако применение известного авторам оборудования к решению описываемой задачи требует весьма дорогостоящей адаптации, да и цена самого оборудования значительна.

В связи с этим был создан оригинальный аппаратно-программный комплекс полирования малоразмерным инструментом, ключевым элементом которого является САЕ-система, схема которой представлена на рис. 2.

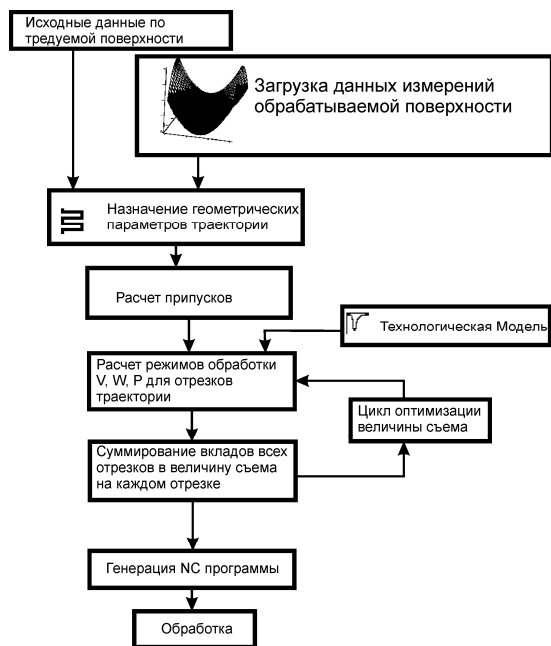


Рис. 2. Схема САМ полирования малоразмерным инструментом

Применение данной финишной обработки позволяет решить несколько проблем:

- Повысить точность изделия.
- Увеличить размеры рабочей части результирующей поверхности.
- Использовать заготовки, полученные шлифованием либо другим методом черновой обработки.

Важнейшим элементом описываемых процессов является набор процедур измерения детали. Вся технологическая цепочка начинается с входного обмера заготовки, который позволяет определить ее фактические размеры, необходимые для повышения точности определения условий деформирования. Каждый шаг технологического процесса завершается измерительной процедурой контроля качества обрабатываемой поверхности. При этом при проведении контрольных операций необходимо обеспечить достаточную точность измерений при высокой производительности измерительного процесса и разумных стоимостных затратах в условиях постоянно меняющейся номенклатуры изделий.

Для решения задач контроля были использованы различные измерительные средства. При этом наиболее сложная процедура контроля формы поверхности на этапе финишной обработки осуществляется на длиннобазовом профилометре.

Применение длиннобазового профилометра для данной задачи потребовало разработки специ-

ального программного обеспечения, обеспечивающего реконструкцию трехмерной поверхности по набору профилей, соответствующих сечениям измеряемой поверхности плоскостями.

Общая структура системы САИ/САМ приведена на рис. 3.

Рис. 3. Структура САИ/САМ комплекса

Кроме описанных процедур разработанная САИ/САМ-система выполняет некоторые функции по обеспечению издания документации по проведенным операциям, решая тем самым часть задач, соответствующих системе Project Life Management (PLM).

Применение представленного программного обеспечения показало его эффективность и при относительно невысоких затратах обеспечивает получение асферических цилиндрических поверхностей с размерами порядка 100 мм с ошибкой формы не хуже уровня 100 нм в стандартном производственном процессе. Применение дополнительных итераций финишной обработки позволяет получать поверхности с ошибкой формы до 50–60 нм при размерах детали в несколько сотен миллиметров.

Чистота результирующей поверхности соответствует шероховатости, получаемой традиционным полированием, и может быть доведена до уровня нескольких единиц ангстрем.

Хотя описанная система программного обеспечения была использована для решения достаточно специализированной задачи изготовления цилиндрических поверхностей, но такие ее элементы, как САМ-полирование малоразмерным инструментом, являются достаточно универсальной процедурой, которую можно применить к изготовлению широкой номенклатуры оптических деталей высокой точности.

1. *Jacobs S.D.* International Innovations in Optics Finishing. Current Developments in Lens Design and Optical Engineering // Proc. of SPIE. V. 5623. P. 264-272.

2. *Михайлов В.В.* Технология автоматизированного формообразования для производства оптических элементов / В.В. Михайлов, А.В. Парака, В.Н. Чекаль и др. // Оптический журнал. 2009. Т. 76, № 9. С. 82-86.

Экспериментальное исследование влияния электрон-электронного рассеяния на сопротивление наносужения в двумерном газе

М.Ю. Мельников, В.С. Храпай

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Институтская ул., 2.
e-mail: melnikov@issp.ac.ru

В вырожденном двумерном электронном газе рассеивающиеся друг на друге электроны с противоположно направленными импульсами могут разлететься в любом направлении. Как показано в работе [1], это приводит к отрицательной поправке δR к электрическому сопротивлению сужения в пределе Шарвина (когда ширина сужения много больше половины длины волны Ферми). При этом перпендикулярное плоскости двумерного газа постоянное магнитное поле должно подавлять поправку в силу необратимости траекторий электронов при инверсии направления движения [2]. Качественно такое поведение наблюдалось в работе [3], включая усиление эффекта с повышением температуры. Однако подробная экспериментальная проверка теории не проводилась.

В настоящей работе мы экспериментально исследуем зависимость поправки δR от температуры, ширины сужения и магнитного поля и сравниваем результаты с теорией работ [1, 2]. Мы используем образцы на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (концентрация $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$). Каждое из исследованных сужений сформировано двумя металлическими затворами, нанесенными на поверхность. К каждому затвору прикладывалось отрицательное напряжение относительно двумерного газа. Все исследованные сужения ведут себя сходно. Ширина каждого сужения регулировалась напряжением V_g на одном затворе. При этом на другом затворе напряжение поддерживалось постоянным, полностью обедняящим двумерный газ под ним.

Рис. 1. Сплошные линии – экспериментальные кривые. Через линейные участки кривой $T \approx 0.5 \text{ К}$ проведена пунктиром теоретическая кривая без учета электрон-электронного рассеяния [4]

На рис. 1 сплошными линиями построены экспериментальные кривые магнитосопротивления R для одного и того же сужения для трех разных температур при одинаковой ширине сужения в пределе Шарвина. Линейные участки кривой при температуре $T \approx 0.5 \text{ К}$ с экспериментальной точностью ложатся на пунктирную теоретическую кривую магнитосопротивления в пренебрежении поправкой электрон-электронного рассеяния [4]. Для каждой температуры мы определяем зависимость поправки δR от магнитного поля B вычитанием пунктирной теоретической кривой из соответствующей экспериментальной кривой по формуле

$$\delta R = R - R_0 + |B|/(en).$$

Здесь e – заряд электрона, R_0 – величина сопротивления теоретической кривой при $B=0$.

На рис. 2 показан набор кривых магнитосопротивления (для того же сужения, что и на рис. 1), полученных при одинаковой температуре $T \approx 1.5 \text{ К}$, но разных ширинах сужения.

Рис. 2. Кривые $R(B)$ для разных ширин сужения. Для наглядности кривые смещены вдоль оси ординат

Согласно теории [2] при фиксированной температуре величина $\delta R/(aR_0)$ должна зависеть только от произведения aB , где a – ширина сужения в самом узком месте. Кривые рис. 2, а также аналогичные кривые при $T \approx 0.5 \text{ К}$ и 4.2 К удается положить на универсальную зависимость (свою для каждой температуры) в координатах $X = B \cdot a_{\text{eff}}/W$, $Y = \delta R/R_0 \cdot W/a_{\text{eff}}$, используя один подгоночный параметр для каждой кривой (рис. 3). Зде a_{eff} – дополнительно введенный параметр, $W = 130 \text{ нм}$ – литографическая полуширина сужения. При этом совмещаются кривые, отвечающие не только шарвиновскому пределу, но и квантовому пределу (когда число одномерных подзон в сужении по-

рядка 1). Однако универсальные зависимости рис. 3 заметно отличаются от предсказываемых работой [2].

Определенная из скалирования абсолютная величина поправки в нулевом магнитном поле при каждой температуре быстро растет с уменьшением ширины сужения, тогда как теория предсказывает лишь слабый логарифмический рост. Мы объясняем этот эффект влиянием плавности реальной геометрии сужения, которая не учтена в теории работ [1, 2].

Рис. 3. Экспериментальные кривые, отвечающие трем температурам. Кривые, отвечающие одной и той же температуре, наложены друг на друга

1. *Nagaev, K.E.* Effects of electron-electron scattering in wide ballistic microcontacts / *K. E. Nagaev, O. S. Ayvazyan* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 216807.

2. *Nagaev, K.E.* Electron-electron scattering and magnetoresistance of ballistic microcontacts / *K.E. Nagaev, T.V. Kostyuchenko* // *Phys. Rev. B* 2010. V. 81. P. 125316.

3. *Renard, V.T.* Boundary-mediated electron-electron interactions in quantum point contacts / *V.T. Renard, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, T. Ota1, N. Kumada, J.-C. Portal, and Y. Hirayama* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 186801.

4. *Van Houten, H.* Four-terminal magnetoresistance of a two-dimensional electron-gas constriction in the ballistic regime / *H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. van Loosdrecht, T. J. Thornton, H. Ahmed, M. Pepper, C. T. Foxon and J. J. Harris* // *Phys. Rev. B* 1988. V. 37. P. 8534.

Физико-топологическое моделирование транспорта электронов в гетеронаноструктурах диодов и транзисторов при радиационном воздействии

С.В. Оболенский

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: obolensk@rf.unn.ru

В связи с мировой тенденцией к увеличению рабочих частот полупроводниковых приборов, а также радиотехнических систем на их основе в последние годы наметился ряд перспективных направлений исследований. Одно из важнейших – освоение интегральной технологии на базе диодов и транзисторов с активными областями размером $10 \dots 100$ нм. Это позволит активно использовать диапазон частот $0.3 \dots 10$ ТГц, передавать и обрабатывать потоки информации со скоростями более $10^2 \dots 10^3$ Гбит/с.

Важным этапом освоения указанных технологий является разработка методов и средств моделирования и диагностики приборных гетеронаноструктур, сочетающих в себе композиции металлических контактов, полупроводниковых и диэлектрических слоев с характерными размерами (неоднородностями) в латеральном направлении $5 \dots 50$ нм, а в вертикальном направлении $1 \dots 20$ нм, что составляет $0.1 \dots 1 \cdot \lambda_e$, где λ_e – длина волны электрона в полупроводниковых структурах. Поскольку сочетание продольных и поперечных полей в таких коротких структурах приводит к формированию потоков электронов с энергиями до $1 \dots 3$ эВ, то становится возможным управление длиной волны частиц. Это обосновывает развитие «электродинамического» подхода к управлению коэффициентами прохождения и отражения электронных потоков и требует специальных методов двух- и трехмерного самосогласованного проектирования приборов.

Воздействие радиационного излучения приводит к образованию дефектов и ионизации гетеронаноструктур. Радиационные дефекты условно можно разделить на точечные, их комплексы и кластеры радиационных дефектов (КРД), т.е. скопления дефектов, образующиеся при воздействии быстрых нейтронов, космических протонов и т.п. Так как потоки электронов в коротких структурах характеризуются квазибаллистическим характером движения, т.е. в целом упорядоченным движением со слабой хаотизацией из-за малого числа столкновений на всем пути от входа до выхода прибора, то наличие КРД следует учитывать в моделях с помощью специальных математических процедур.

В условиях радиационного воздействия уменьшение размеров структур приводит к принципиальным изменениям физики работы приборов, связанных с тем, что: 1) характерные пространственные масштабы изменения электрического поля сопоставимы с длинами релаксации

импульса электронов и их длиной свободного пробега; 2) характерные размеры рабочих областей приборов сравнимы с расстоянием между КРД и их размерами; 3) характерные размеры перспективных приборов и КРД имеют величины, сопоставимые с длиной волны электрона; 4) ионизирующее излучение разогревает электронный газ, который не успевает остывать за времена пролета рабочей области приборов; 5) электроны, разогнанные до энергий более 1 эВ электрическими полями $\sim 10^2 \dots 10^3$ кВ/см в гетеронаноприборах, могут проникать сквозь КРД.

Поглощение радиационного излучения в субмикронных структурах вблизи границ раздела материалов имеет свои особенности. Различия в атомных весах, плотности, сечениях взаимодействия с фотонами и быстрыми частицами порождают неравновесные процессы на границах раздела, приводящие как к усилению радиационного воздействия, так и к его ослаблению. Характерные длины проявления подобных эффектов в гетеронаноструктурах сопоставимы с толщинами слоев, существенно отличающихся их атомарной массой, т.е. сечениями поглощения радиационного излучения, и составляют $1 \dots 100$ нм. Поэтому неоднородности в дефектообразовании и ионизации, разогреве электронного газа и возникновении квантово-размерных структур КРД приводят к качественному изменению процесса протекания тока в активных областях приборов.

Важной особенностью разработки специализированных интегральных схем КВЧ и субтерагерцового диапазона частот являются требования высокой надежности и радиационной стойкости при условии функционирования в широком диапазоне температур. Такие требования существенно усложняют процедуру проектирования диодов и транзисторов, а применительно к разработке перспективных приборов означают проведение дополнительных весьма объемных научных исследований. Например, воздействие радиационного излучения приводит к формированию в гетеронаноструктурах КРД с характерным масштабом пространственной неоднородности $5 \dots 20$ нм [1–3]. Отметим, что процесс формирования подобных скоплений дефектов при воздействии единичных нейтральных частиц имеет характерные длительности $0.1 \dots 10$ пс [1, 2, 4], что соответствует периоду электрических сигналов терагерцового диапазона частот. В течение 2000–2010 гг. по данному направлению был проведен ряд работ [3–10], который позволил выявить некоторые закономерности, обсуждаемые в докладе.

Используемые в настоящее время методы физико-топологического моделирования необходимо модифицировать с целью снижения объемов необходимых для расчета исходных данных. При этом некоторые неизвестные ранее исходные параметры могут быть получены из результатов экспериментальных измерений, в том числе и в условиях гамма-нейтронного облучения. Спецификой анализа спецстойкости полупроводниковых элементов является, с одной стороны, их многообразие, а с другой – отсутствие полной информации о пространственных неоднородностях наногетероструктур, обуславливающих особенности их взаимодействия с радиационным излучением. Полученная в ходе обработки экспериментов информация может в дальнейшем использоваться для предсказания уровней стойкости гетеронаноприборов на этапе освоения их производства.

В течение 2003–2010 гг. нами проведено моделирование физических процессов транспорта электронов, в том числе в условиях спецвоздействия, в различных типах Si, SiGe и GaAs гетеронаноприборов [3–10]: НЕМТ и гетерополевых транзисторов, КНС и КНИ-структур и полевых транзисторов, специального диода Мотта, туннельно-пролетного диода, мощного СВЧ-биполярного транзистора и т.п. с характерными латеральными размерами активных областей 50–500 нм, толщинами полупроводниковых слоев 5...50 нм и временем пролета активной области приборов 0.3...10 пс. В докладе обобщены результаты работ и сформулированы основные принципы физико-топологического моделирования спецстойкости наногетероструктурных приборов.

Исследована структура кластеров радиационных дефектов в Si и GaAs с характерными размерами 5...50 нм [3, 4] и обсуждены методы учета рассеяния электронов на кластерах, позволяющие моделировать транспорт электронов в сильно дефектных полупроводниковых слоях. Предложен метод учета квантовых эффектов при движении электронов в зазорах между кластерами дефектов с характерными размерами 5...20 нм [3].

Методом Монте-Карло проведен анализ процессов транспорта электронов в квазибаллистических GaAs полевых транзисторах с затвором Шоттки и длиной канала 150...500 нм в условиях гамма-нейтронного облучения [5, 6]. Показано, что уровень стойкости приборов выше, чем у транзисторов с длинным каналом.

Результаты экспериментальных исследований и моделирования транзистора с буфером на основе GaAs / AlAs-сверхрешетки [7] при нейтронном облучении позволили апробировать физико-топологическую модель транспорта электронов и выявить причины повышенной спецстойкости подобных транзисторов.

Результаты моделирования процессов транспорта в туннельно-пролетном Si-диоде [8] при воздействии нейтронного излучения выявили механизмы, влияющие на туннельные эффекты за

счет деформации формы барьера толщиной 7...9 нм полем пространственного заряда КРД.

С использованием метода Монте-Карло проведен анализ GaAs-диодов Шоттки и Мотта с размером активной области 50...200 нм, в том числе с учетом специальных туннельно-прозрачных барьеров на границе металл – полупроводник [9]. Результаты расчетов и экспериментов обосновывают высокий уровень стойкости диодов.

В [10] экспериментально исследована радиационная стойкость Si / SiGe светодиодов с квантовыми наноструктурами толщиной 30 нм и диаметром около 100 нм. Предложена математическая модель транспорта электронов в подобных структурах при радиационном воздействии.

Приведенные в докладе результаты позволяют обосновать возможность применения рассмотренных наногетероструктурных приборов в спецстойкой радиотехнической аппаратуре специального назначения.

1. Агаханян, Т.М. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах / Т.М. Агаханян, Е.Р. Аствацатурьян, П.К. Скоробогатов // М. : Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.

2. Аствацатурьян, Е.Р. Радиационные эффекты в приборах и интегральных схемах на арсениде галлия / Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. // Минск: Университетское, 1992. – 219 с.

3. Киселева, Е.В. Радиационная стойкость перспективных арсенид галлиевых полевых транзисторов Шоттки / Е.В. Киселева, М.А. Китаев, С.В. Оболенский и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75, вып. 4, С. 136–138.

4. Pankratov, E.L. Dynamics of radiative point defects in gallium arsenide during relaxation of local heating / E.L. Pankratov, S.V. Obolensky // Journal of Bifurc. and Chaos. 2008. V. 18, № 9. P. 2845–2849.

5. Оболенский, С.В. Влияние неоднородности распределения дефектов на характер протекания тока в квазибаллистическом полевом транзисторе / С.В. Оболенский // Микроэлектроника. 2003. № 6. С. 43–47.

6. Оболенский, С.В. Предел применимости локально-полевого и квазигидродинамического приближения при расчетно-экспериментальной оценке радиационной стойкости субмикронных полупроводниковых приборов / С.В. Оболенский // Изв. вузов. Электроника. 2003. № 6. С. 31–38.

7. Obolensky, S.V. A simple approach to the simulation of impact excitation of erbium in silicon light-emitting diodes / S.V. Obolensky, V.B. Shmagin, V.A. Kozlov etc. // Semicond. Sci. Technol. 2006. V. 21. P. 1459–1463.

8. Shmagin, V.B. Effect of Space Charge Region Width on Er-Related Luminescence in Reverse Biased Si:Er-Based Light Emitting Diodes / V.B. Shmagin, S.V. Obolensky, D.Y. Remizov etc. // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 2006. V. 12. № 6. P. 1556–1560.

9. Оболенский, С.В. Моделирование транспорта горячих электронов в диоде Мотта методом Монте-Карло / С.В. Оболенский, Н.В. Востоков, А.В. Мурель, В.И. Шашкин // Тр. конф. «Нанофотоника-2010». С. 220–223.

10. Новиков, А.В. Влияние радиационного воздействия на люминесцентные свойства низкоразмерных гетероструктур SiGe/Si(001) / А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, В.В. Платонов и др. // ФТП. 2010. № 3. С. 346–351.

Туннельная спектроскопия поляронных состояний в GaAs квантовых ямах в ультраквантовом магнитном поле

В.Г. Попов^{1,2}, О.Н. Макаровский³, L. Eaves³, M. Henini³

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Московская обл., г. Черноголовка.

² Московский физико-технический институт (НИУ), ФФКЭ, Московская обл., г. Долгопрудный.

³ School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham, UK.

e-mail: popov@iptm.ru

Полярны представляют собой композитные частицы, состоящие из электрона и деформации решетки, вызванной его электрическим полем. В таком виде полярны были впервые открыты более 70 лет назад Ландау [1]. С тех пор полярны обнаружены в широком классе веществ и явлений. Наиболее ожидаемы поляронные эффекты в полярных полупроводниках [2].

В квантовых ямах (КЯ) полярны, как правило, исследуют в квантовых магнитных полях при малых концентрациях двумерного электронного газа (ДЭГ) [3]. В нулевом магнитном поле поляронные состояния не исследовались. Кроме поляронных эффектов, электрон-фононное взаимодействие приводит к появлению фононных реплик в туннельных спектрах резонансного туннелирования между ДЭГ. Примечательно, что реплики также наблюдаются при малых концентрациях в ДЭГ. Для описания данных реплик принято использовать модель стимулированного оптическими фононами туннелирования (СОФТ) [4], и лишь недавно появилась модель их поляронного происхождения [5]. Модели предсказывают различное положение реплик по напряжению смещения. Реплики СОФТ должны отстоять от основного резонанса на величины, пропорциональные энергиям продольных оптических фононов: $e\Delta V_{p1} = \hbar\omega_1 = 36$ мэВ, $e\Delta V_{p2} = \hbar\omega_2 = 53$ мэВ. Смещение поляронных реплик должно быть меньше на энергию Ферми в ДЭГ эмиттера.

В данной работе мы исследуем туннелирование между ДЭГ в сильных магнитных полях, когда в обоих газах заполнено по одному уровню Ландау (УЛ). В этой ситуации увеличение магнитного поля приводит к опустошению газов и уходу электронов в контакты, поскольку УЛ пиннингуются на уровнях Ферми. Условия такого пиннинга рассматривались в работе [6].

Профиль дна зоны проводимости и состав исследуемой гетероструктуры представлены на вставке *a* к рис. 1. GaAs квантовые ямы (КЯ) заполняются электронами из обогащенных контактных n^+ -Al_{0,15}Ga_{0,85}As-слоев, что приводит к возникновению встроенных электрических полей в нелегированных спейсерных слоях (см. рис. 1, *a*). Результирующие концентрации ДЭГ $n_1 = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² и $n_2 = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Концентрации были определены экспериментально по сдвигу резонанса в магнитном поле, который возникает из-за эффекта пиннинга УЛ. В этом случае следует ожидать немонотонную зависимость [7] и, в частности, резкий

сдвиг первого резонанса в сторону меньшего напряжения смещения, когда опустошается предпоследний УЛ во 2-й КЯ. По величине магнитного поля сдвига определяется концентрация во второй КЯ из условия $\nu = 2$, где ν – фактор заполнения УЛ в КЯ. Концентрация в первой КЯ определяется из напряжения первого резонанса, которое, в свою очередь, равно разнице энергий Ферми в ДЭГ, деленной на заряд электрона. Необходимо отметить, что столь простое определение возможно, поскольку сопротивление спейсерных барьеров много меньше сопротивления основного туннельного барьера. Полученные экспериментальные значения концентраций находятся в хорошем согласии с результатами самосогласованного расчета.

На ВАХе диода (см. рис. 1) наблюдаются 3 резонансных токовых пика, связанные с туннелированием между подзонами E_{01} и E_{02} (при $V = -5$ мВ), E_{02} и E_{11} (при $V = 83$ мВ), E_{12} и E_{01} (при $V = -180$ мВ). Наряду с резонансными пиками наблюдаются их реплики, основное внимание мы уделяем репликам после второго резонансного пика (при $V = V_r = 83$ мВ). Для лучшего их обнаружения мы исследуем вторую производную тока по напряжению, при этом максимуму в токе соответствует минимум во второй производной. В нулевом магнитном поле видна только одна реплика p_2 . В сильном магнитном поле $B > 6$ Тл четко проявляется реплика p_1 при меньших напряжениях. С увеличением магнитного поля расстояние по напряжению между резонансом и репликами уменьшается (см. вставку *b* на рис. 1).

Обнаруженные реплики находятся при напряжениях существенно меньших, чем предсказывает теория СОФТ, т. е. расстояние между резонансным минимумом и минимумом p_1 во второй производной равно $\Delta V_1 = 20$ мВ $< \hbar\omega_1/e = 36$ мВ ($\hbar\omega_1$ – энергия продольного оптического фонона в GaAs), а расстояние до p_2 : $\Delta V_2 = 36$ мВ $< \hbar\omega_2/e = 53$ мВ ($\hbar\omega_2$ – энергия продольного оптического фонона в (AlGa)As). С точки зрения теории резонансного туннелирования в поляронные состояния такое уменьшение вполне ожидаемо, поскольку максимум тока в таком процессе наблюдается, когда донья поляронных подзон, отстоящих от уровня E_{11} на энергии $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ пересекают уровень Ферми в эмиттере, тогда

$$e\Delta V_{1,2} = \hbar\omega_{1,2} - E_{F2} \quad (1)$$

В нашем случае с учетом приложенного напряжения $E_{F2} = 15$ мэВ. Исходя из формулы (1), также легко понять уменьшение $\Delta V_{1,2}$. В ультраквантовом пределе в обоих ДЭГ заполнен последний уровень Ландау и энергия Ферми только увеличивается с увеличением магнитного поля. Увеличение E_{F2} происходит за счет проседания потенциального профиля спейсер – яма и понижения энергий E_{01} и E_{11} , что, в свою очередь, происходит из-за ухода электронов из ям в контакты. Таким образом, одновременно осуществляется рост E_{F2} и уменьшение концентрации в ДЭГ. А уменьшение концентрации уменьшает экранирование, увеличивая электрон-фононное взаимодействие в КЯ, что способствует появлению реплики p_1 .

В результате можно утверждать, что экспериментальные данные не находят объяснения в мо-

дели СОФТ и находятся в хорошем качественном согласии с моделью поляронных состояний.

Работа поддержана грантом РФФИ (10-02-01318-а).

1. Л.Д. Ландау, С.И. Пекар // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. С. 419.
2. J.T. DeVreese, Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors, (North-Holland, Amsterdam) 1972.
3. H. Sigg, P. Wyder and J.A.A.J. Perenboom // Phys. Rev. B 1985. V. 31. P. 5253.
4. H. Mizuta and T. Tanoue. The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes (Cambridge Univ. Press, Cambridge), 1995. С. 53.
5. В.Г. Попов, В.Г. Криштон, О.Н. Макаровский, М. Хенини. // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. С. 249.
6. V.G. Popov // Phys. Rev. B 2006. V. 73. С. 125310.
7. В.Г. Попов, Ю.В. Дубровский, Ж.-К. Портал // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 768.

Рис. 1. Вольт-амперная характеристика (непрерывная линия) и вторая производная тока по напряжению (штриховая линия) туннельного диода в ультраквантовом магнитном поле. На вставке *a* изображен расчетный профиль дна зоны проводимости туннельного диода с квантовыми уровнями. На вставке *b* представлены магнитные зависимости положений по напряжению второго резонанса V_r и реплик p_1 и p_2

Элементный состав и транспортные свойства гетероструктур AlGaIn:Si с двумерным электронным каналом, выращенных методом МОГФЭ

М.Н. Дроздов, Н.В. Востоков, В.М. Данильцев, Е.В. Демидов,
Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: drm@ipm.sci-nnov.ru

Исследуются вопросы технологии формирования гетероструктур AlGaIn/GaN с двумерным электронным каналом. Структуры выращивались методом МОГФЭ на подложках сапфира в вертикальном реакторе пониженного давления с вращающимся пьедесталом из молибдена. Диагностика структурных свойств проводилась рентгенодифракционным методом, послойный элементный анализ проводился методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5. Глубина кратера распыления определялась с помощью оптического профилометра Talysurf CCI-2000. Подвижность носителей определялась методом Холла в геометрии Ван-дер-Пау, для анализа распределения концентрации свободных электронов по глубине использовался метод C-V-профилеирования с латеральной геометрией контактов, изготовленных из Ni. Это позволяло прямо сопоставить глубину положения слоя 2D-электронов, полученную C-V-методом, и глубину залегания гетероперехода и легированных слоев, определенные из метода ВИМС.

В данной работе в качестве буферных слоев на подложке сапфира используется слой GaN в отличие от более традиционного слоя AlN [1]. Различия в качестве слоев GaN, выращенных на подслоях GaN и AlN, обсуждались в нашей работе [2]. Первоначально при низкой температуре $T=550$ °C выращивался буферный слой GaN, затем температура повышалась до 1100 °C в потоке водорода или азота, и начинался дальнейший рост структуры. В работе была выращена серия тестовых структур. Образец #A представлял собой нелегированный однородный слой GaN; образец #B – слой GaN с однородным легированием части слоя; образцы #C, #D и #E – гетероструктуры AlGaIn/GaN с различным профилем и уровнем легирования. Структуры #C и #D – с дельта-легированными слоями, в структуре #E был легирован верхний слой толщиной менее 10 нм. Профиль элементов в однородном слое GaN (#A), полученный методом ВИМС при распылении ионами Cs⁺, приведен на рис. 1. Измерения проводились в отрицательной моде регистрации вторичных ионов, в которой чувствительность к элементарным ионам Ga и N низкая. Поэтому для характеристики этих элементов использовались кластерные ионы GaN, Ga₂N и N₃, сигнал которых имеет большую интенсивность. Путем реконструкции изображения во вторичных ионах из данных по измерению послойного профиля было установлено, что в переходном слое «пленка – подложка» происходит трехмерный 3D-рост и формирование кластеров GaN – рис. 2, а. Планирование ростового фронта и переход к 2D-росту проис-

ходит на толщине 0.1–0.3 мкм – рис. 2, б. Такое поведение мы связываем с частичным испарением атомов Ga из низкотемпературного буфера GaN при повышении температуры, оно происходит независимо от выбора газа – H₂ или N₂. Слои GaN с толщиной превышающей 0.5 мкм, имели высокое кристаллическое совершенство: ширина кривой качания составляла 0.1–0.2°, наименьшее значение составило 0.07°.

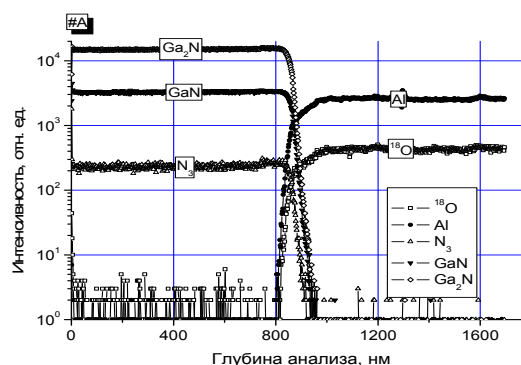


Рис. 1. Распределение элементов в структуре #A – слой GaN на подложке сапфира

Рис. 2. Латеральное изображение поверхности во вторичных ионах, кластерный ион GaN: а) в области перехода слой GaN – сапфир, б) в области 600–800 нм (рис. 1)

На рис. 3 показаны результаты послойного анализа образца #B с легированным верхним слоем толщиной около 0.2 мкм. Чувствительность к атомам Si в GaN по элементарному иону Si составляет около $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, с использованием иона SiN она возрастает более чем на порядок.

Рисунки 4 и 5 показывают распределение элементов в верхних 150 нм в дельта-легированных гетероструктурах #C и #D. Было установлено, что на завершающей стадии остывания структуры после ростового цикла существенную роль играет выбор газа – N₂ или H₂. В структурах с выращенным верхним слоем AlGaIn после остывания в потоке H₂ формируется тонкий поверхностный слой, обедненный галлием, близкий к чистому AlN (рис.

4), что существенно искажает потенциальный рельеф в структуре и затрудняет формирование омических контактов. При остывании структуры в потоке N_2 такое явление отсутствует, и стехиометрия слоя AlGaN сохраняется вплоть до поверхности (рис. 5).

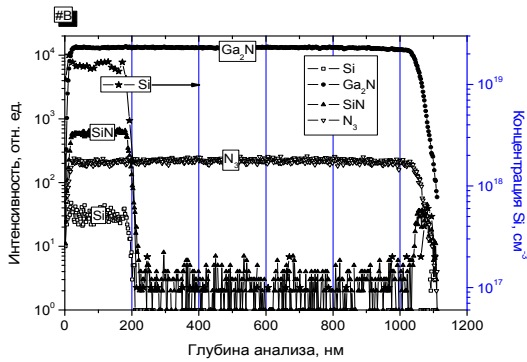


Рис. 3. Распределение элементов и профиль легирования в слое GaN – структура #B

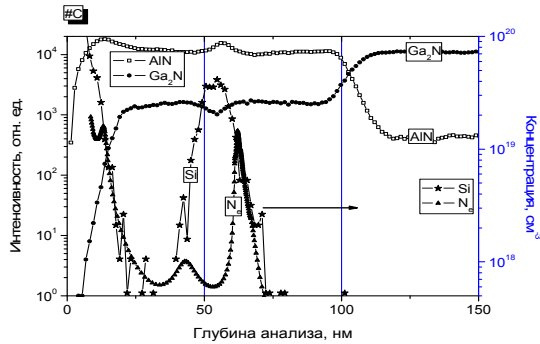


Рис. 4. Распределение элементов и профиль легирования в дельта-легированной гетероструктуре #C. Концентрация электронов N_e получена C-V-методом

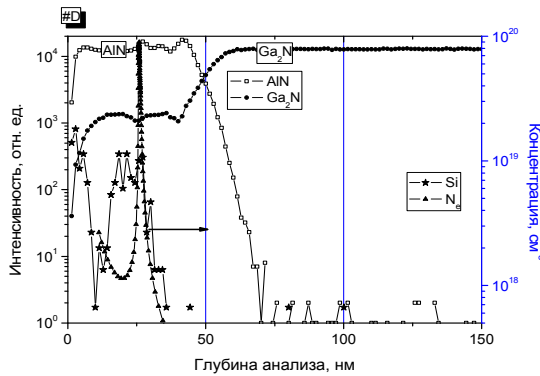


Рис. 5. Распределение элементов, профиль легирования и концентрация электронов в гетероструктуре #D

Рисунки 4–6 позволяют сопоставить положение 2D электронного канала, определенное C-V-методом, и профили элементов. Как видим, в структуре #E реализуется полное разделение электронного канала и легирующей примеси Si; канал с точностью до 5 нм совпадает с положением гетероперехода – рис. 6. В структуре #D (рис. 5) 2D-канал практически совпадает с положением дельта-слоя. Отсутствие выраженного электронного канала на гетеропереходе мы связываем с меньшей концентрацией Al в слое $Al_xGa_{1-x}N$ в структуре #D. Еще более сложным оказывается распре-

деление концентрации электронов в структуре #C – здесь C-V-методом фиксируется два 2D-канала – рис. 4. Один из них близок к положению дельта-слоя, второй совпадает с положением границы гетероперехода AlN/AlGaN у поверхности.

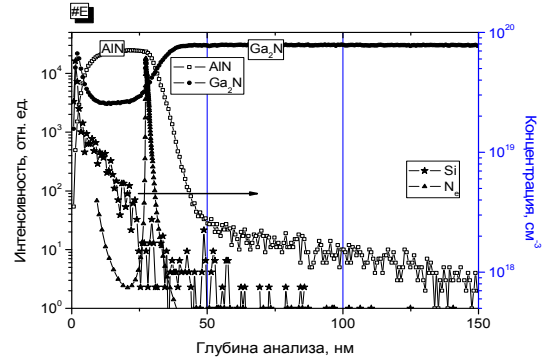


Рис. 6. Распределение элементов, профиль легирования и концентрация электронов в гетероструктуре #E

Измерения Ван-дер-Пау показали, что наибольшее значение подвижности электронов достигается в структуре #E $\mu \sim 1000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при $T=300 \text{ К}$, что значительно превосходит подвижность в объемном GaN и является типичным для 2D-электронов в структурах AlGaN/GaN [1]. Поверхностная электронная плотность составляла $N_S = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. В структуре #C $\mu \sim 150 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $N_S = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В структуре #D $\mu \sim 500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $N_S = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Очевидно, что эти различия в подвижности непосредственно связаны с особенностями распределения элементов и формирования 2D-каналов в структурах.

Таким образом, в работе показано, что сочетание разных методов диагностики позволяет детально выявлять особенности ростовых процессов гетероструктур AlGaN/GaN. Методом ВИМС показано, что в переходном слое «пленка – подложка» происходит 3D-рост и формирование кластеров GaN. Планаризация ростового фронта и переход к 2D-росту происходит на толщине 0.1–0.3 мкм. Установлено, что на завершающей стадии остывания структуры с верхним слоем AlGaN в потоке H_2 происходит селективное удаление атомов Ga с поверхности и формирование тонкого слоя AlN толщиной около 10 нм. При остывании структуры в потоке N_2 такое явление отсутствует. Сочетанием методов ВИМС и C-V показано полное разделение электронного канала и легирующей примеси Si; 2D-канал совпадает с положением гетероперехода.

Работа поддерживалась РФФИ, проект 09-02-00389 и программами президиума РАН.

1. Алексеев, А.Н. Многослойные гетероструктуры AlN/AlGaIn/GaN/AlGaIn для мощных полевых транзисторов, полученные аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксией / А.Н. Алексеев, С.Б. Александров, А.Э. Бырнав, Л.Э. Великовский и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, вып. 20. С. 19–27.

2. Дроздов, Ю.Н. Анализ эпитаксиальных слоев GaN на сапфире с подслоями GaN и AlN / Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 12. С. 26–29.

Вклад поверхностного и интерфейсного слоев в проводимость InN

Т.А. Комиссарова¹, О. Драченко², В.Н. Жмерик¹, Х. Wang³, А. Yoshikawa⁴, С.В. Иванов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург 194021.

² Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), 01314 Dresden, Germany.

³ State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, People's Republic of China.

⁴ Graduate School of Electrical and Electronic Engineering, Chiba University, 1-33 Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba 263-8522, Japan.
e-mail: komissarova@beam.ioffe.ru

В настоящее время ведется активное исследование электрофизических свойств нитрида индия. Это связано с тем, что для InN были теоретически предсказаны уникальные транспортные параметры, малая эффективная масса и высокая подвижность электронов, что делает данный материал весьма перспективным для применения при изготовлении высокочастотных приборов [1]. Однако экспериментальные значения холловской концентрации и подвижности в эпитаксиальных пленках InN существенно уступают теоретически предсказанным. В различных работах были предприняты попытки объяснить высокие значения концентрации электронов в InN влиянием вакансий азота, дислокаций и непреднамеренно встраиваемых примесей. В последнее время появилось большое количество работ, посвященных существованию аккумуляционного слоя на поверхности пленок InN. Экспериментальные доказательства его наличия были получены методами высокоразрешающей спектроскопии энергетических потерь электронов, фотоэмиссионной спектроскопии и с помощью вольт-фарадных измерений с электролитом [2–4]. Было определено, что значения концентрации поверхностных электронов находятся в диапазоне $(2 \cdot 10^{13} \div 6 \cdot 10^{13}) \text{ см}^{-2}$, а толщина аккумуляционного слоя составляет (5–10) нм. Утверждается, что аккумуляционный слой на поверхности InN оказывает существенное влияние на электрические измерения, шунтируя объемный слой п-или р-типа [1]. Во многих работах, посвященных электрическим свойствам InN, параметры объемных носителей вычисляются в рамках модели параллельно соединенных поверхностного и объемного слоев [1]. Однако экспериментальных доказательств влияния поверхностного аккумуляционного слоя на электрические измерения пленок InN в настоящее время не представлено. Более того, неизвестна и величина подвижности поверхностных электронов, знание которой необходимо для оценки степени влияния поверхности на электрические измерения и учета этого влияния. В качестве значений концентрации поверхностных электронов в упомянутых работах используются значения, полученные для некоторых образцов методами высокоразрешающей спектроскопии энергетических потерь и вольт-фарадных характеристик с использованием электролита, при этом предполагается, что параметры поверхностного аккумуляционного слоя универсальны для всех эпитакси-

альных слоев InN. Однако экспериментальных доказательств в пользу такого предположения в настоящее время также не существует. Таким образом, отсутствие понимания природы электрофизических процессов, протекающих в слоях InN, экспериментальных данных о влиянии различных слоев на полную проводимость слоя InN являются, по-видимому, основной причиной сильного рассогласования интегрально измеряемых транспортных параметров InN и теоретических значений.

В данной работе были исследованы нелегированные и легированные Mg эпитаксиальные слои InN. Концентрация магния в легированных слоях варьировалась в диапазоне $3 \cdot 10^{17} - 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоев составляла 650 нм. Были измерены зависимости сопротивления и коэффициента Холла от магнитного поля при 4.2 К в импульсных магнитных полях до 63 Т. Измерения проводились при двух направлениях магнитного поля: В||с-ось и В \perp с-ось. Чтобы исключить влияние на электрические измерения пленок InN кластеров металлического In, спонтанно формирующихся в них в процессе роста, значения концентрации и подвижности электронов в полупроводниковой матрице InN были определены из полевых зависимостей коэффициента Холла [4] и находились в диапазонах $8.4 \cdot 10^{17} - 2.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $600 - 2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно.

Обнаружение осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в ряде исследованных пленок InN позволили разделить вклады поверхностного и интерфейсного слоев в проводимость InN. Обнаружены две серии осцилляции ШдГ с существенно разным периодом. Осцилляции с большим периодом (объемные электроны) сохраняются при переходе от конфигурации В||с-ось к В \perp с-ось, а с малым периодом - исчезают в конфигурации В \perp с-ось, что позволяет связать их с электронами двумерного поверхностного слоя толщиной (5–10) нм. Были определены значения концентрации и подвижности электронов в объемном и поверхностном слоях. Концентрация поверхностных электронов находилась в диапазоне $(1 \div 3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а их подвижность составляла $(300 \div 500) \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ для разных образцов. В рамках модели двух параллельно соединенных слоев было показано, что поверхностный слой не оказывает существенного влияния на электрические измерения нелегированных или слабелегированных слоев InN с высо-

кой подвижностью электронов. Его влияние становится заметным только для компенсированных слоев InN:Mg с подвижностью электронов меньше $1000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Кроме того, показано, что параметры поверхностных электронов отличаются для разных образцов, то есть для анализа степени влияния поверхностного слоя на электрические измерения пленок InN необходимо экспериментальное определение параметров поверхностных электронов в каждом конкретном случае.

Обнаружена разница значений концентраций электронов, определенных из холловских измерений и осцилляций ШДГ, которая была объяснена влиянием сильно нарушенного приинтерфейсного слоя InN/GaN. Расстояние между дефектами в приинтерфейсном слое InN/GaN сравнимо или меньше ларморовской орбиты электрона. Далее, по мере увеличения толщины слоя прорастающие дислокации аннигилируют, и их плотность уменьшается на 1–2 порядка, а расстояние между ними становится больше ларморовской орбиты. В результате, движение электронов в приинтерфейсном слое не квантуется в сильных магнитных полях, а концентрация квантованных электронов, определенная из осцилляций Шубникова-де Гааза отличается от полной концентрации объемных электронов в InN на величину, равную концентрации электронов в приинтерфейсном InN/GaN слое.

Таким образом, обнаружены четыре вклада (кластеры In, поверхностный, приинтерфейсный и объемный слои) в проводимость InN пленок. Впервые прямым экспериментальным методом определены параметры поверхностных электронов и показано различие этих параметров для разных слоев InN. Установлено, что поверхностный аккумуляционный слой не оказывает существенного влияния на электрические измерения нелегированных пленок InN с высокой подвижностью электронов. Разница значений концентрации электронов, определенных с помощью эффекта Холла и из осцилляций Шубникова – де Гааза, объяснена влиянием приинтерфейсного слоя.

1. *Wu, J.* When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives / *J. Wu* // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 106, P. 011101–1-28.

2. *Mahboob, I.* Intrinsic electron accumulation at clean InN surfaces / *I. Mahboob, T.D. Veal, C.F. McConville, H. Lu, and W.J. Schaff* // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 036804–1-4.

3. *Yim, J.W.L.* Effects of surface states on electrical characteristics of InN and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ / *J.W.L. Yim, R.E. Jones, K.M. Yu, J.W. Ager III, W. Walukiewicz, W.J. Schaff, and J. Wu* // *Phys. Rev. B* 2007. V. 76. P. 041303–1-4.

4. *Komissarova, T.A.* Abnormal magnetic field dependence of the Hall coefficient of InN epilayers / *T.A. Komissarova, M.A. Shakhov, V.N. Jmerik, T.V. Shubina, R.V. Parfeniev, S.V. Ivanov, X. Wang, and A. Yoshikawa* // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. P. 012107–1-3.

Графен. Синтез, электронная и спиновая структура

А.М. Шикин¹, А.Г. Рыбкин¹, Д.Е. Марченко^{1,2}, А. Варыхалов², О. Радер²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, С.-Петербург.

² Helmholtz Zentrum Berlin/BESSY II, Albert-Einstein-Str., 15, Berlin.

e-mail: shikin@paloma.spbu.ru

Графен – особая квазидвумерная система, состоящая из одного монослоя атомов углерода с уникальными электронными характеристиками, обусловленными эквивалентностью его электронной и позитронной подсистем. Образовавшиеся в результате такого взаимодействия квазичастицы могут быть охарактеризованы как безмассовые фермионы с линейной дисперсией, что обуславливает аномально высокую подвижность зарядовых носителей и формирование у графена электронных свойств, характерных обычно для области квантовой электродинамики и релятивистских частиц, таких как парадокс Клейна, дробный квантовый эффект Холла и т.п., которые зачастую исчезают при переходе к двухслойным и трехслойным системам.

Впервые возможность таких уникальных электронных свойств графена была продемонстрирована Новоселовым и Геймом в 2004–2005 г., когда они смогли изолировать от монокристалла графита отдельный графеновый монослой и, разместив его на диэлектрической подложке SiO₂, продемонстрировали уникальность его электронной структуры и соответствующих электрофизических свойств. Ими были проанализированы необычные свойства графена и возможность создания базовых элементов наноэлектронных устройств нового типа на основе графена. Их работы подняли большую волну экспериментальных исследований и теоретических работ, посвященных изучению уникальных свойств графена и его возможных технических применений. В настоящее время на основе их работ уже создан графеновый транзистор со сверхвысоким быстродействием. В 2010 г. Новоселову и Гейму за работы в области графена присуждена Нобелевская премия по физике.

В настоящее время наиболее актуальными проблемами в области графеновой наноэлектроники являются: (i) поиск и разработка эффективных промышленных способов синтеза высококачественных графеновых монослоев на больших площадях, (ii) поиск подложек и систем, обеспечивающих сохранение уникальных свойств, характерных для изолированного графена, (iii) возможность целенаправленной модификации электронной структуры графена (сдвиг точки Дирака относительно уровня Ферми и формирование запрещенной зоны контролируемой ширины при сохранении линейности дисперсионных соотношений и т.п.), необходимой для работы разрабатываемых электронных устройств. Успешность работ во всех этих направлениях обеспечит будущее интенсивное развитие графеновой наноэлектроники.

При этом в последнее время выявлены новые свойства графена, связанные со спиновой поляризацией электронных состояний графена, которые могут быть эффективно использованы при создании базовых элементов спиновой наноэлектроники. Было показано, что контакт графенового монослоя с металлом с высоким атомным номером и соответственно с высоким внутриатомным градиентом потенциала приводит к аномально высокому индуцированному спин-орбитальному расщеплению электронных состояний графена [1, 2]. Была выявлена зависимость модификации спиновой структуры от эффектов «непересечения» электронных состояний, различных для различных направлений спина.

Целью данного доклада является обсуждение описанных выше проблем и путей их решения, а также возможностей индуцированной спиновой поляризации π -состояний графена при контакте с различными металлами и анализа основных факторов, определяющих величину формируемого спинового расщепления и спиновую структуру формируемых графеносодержащих наносистем.

Рис. 1. Линейность дисперсионной зависимости π -состояний в области точки зоны Бриллюэна графена, синтезированного на поверхности тонкого слоя Ni(111) с интеркалированным монослоем Au

В докладе будет представлен детальный анализ особенностей электронной и атомной структуры системы, синтезированной крекингом углеродосодержащих газов (пропилена) на поверхности тонких монокристаллических пленок Ni(111) на W(110) с последующей интеркаляцией атомов благородных металлов. Данный метод, основанный на каталитической реакции разложения угле-

родосодержащих газов на чистой поверхности Ni, является самоограниченным и приводит к формированию именно монослойного графенового покрытия. Реакция заканчивается, когда поверхность полностью покрывается сплошным графеновым монослоем. Это существенно отличается от интенсивно используемого в настоящее время метода термической графитизации монокристалла карбида кремния, где небольшое отклонение от технологии приводит к формированию на поверхности 2- и 3-слойного графитового покрытия с параболической дисперсией π -состояний и, как следствие, к переходу и потере уникальных свойств графена.

Рис. 2. СТМ-изображения с атомным разрешением поверхности графенового монослоя в системе с интеркалированным монослоем Au с различным масштабом представления

Графен, синтезированный крекингом пропилена на поверхности Ni(111), характеризуется усиленным взаимодействием с подложкой. Однако интеркаляция благородных металлов приводит к блокировке этого взаимодействия. В результате электронная структура графена в данной системе становится подобной электронной структуре свободного графена. На рис. 1 представлена линейная дисперсия π -электронных состояний в области точки К зоны Бриллюэна для графенового монослоя, синтезированного крекингом пропилена на поверхности Ni(111) с последующей интеркаляцией монослоя Au под графеновый монослой. Точка Дирака для такой системы, подобно изолированному графеновому монослою, также расположена в области уровня Ферми.

На рис. 2 представлено СТМ-изображение поверхности графенового монослоя в данной системе, показывающее, с одной стороны, кристаллическое совершенство формируемого графена, а с другой стороны, формирование периодической сверхструктуры, возникающей из-за несовпадения кристаллических параметров Ni(111) и интеркалированного металла. Это приводит к некоторой корrugации поверхности, различной для атомов различных благородных металлов. В докладе обсуждается влияние данных эффектов на электронную структуру формируемых систем.

Интеркаляция атомов Au под графеновый монослой приводит одновременно к спиновому рас-

щеплению π -состояний графена, обусловленному индуцированному подложкой спин-орбитальным взаимодействием. Величина индуцированного спинового расщепления зависит от атомного номера атомов интеркалируемого металла и обусловлена частичной гибридизацией d-состояний интеркалированного металла и π -состояний графена. Это взаимодействие приводит к частичному проникновению хвостов волновых функций электронных состояний графена в область атомов интеркалированного металла, характеризующегося высоким атомным номером и соответствующим градиентом внутриатомного потенциала, что и приводит к спиновому расщеплению электронных состояний графена. На рис. 3 представлено спиновое расщепление π -состояний графена, индуцированное взаимодействием с интеркалированными атомами Au, т.е. металла с высоким атомным номером. В докладе проводится анализ зависимости наблюдаемых эффектов от особенностей процессов гибридизации электронных состояний графена и интеркалированного металла и соответствующих эффектов «непересечения» электронных состояний.

Рис. 3. Спиновое расщепление π -состояний графена в области линейности дисперсионной зависимости вблизи точки К зоны Бриллюэна для системы с интеркалированным под графен монослоем Au

Отмеченные выше особенности электронной и атомарной структуры графеносодержащих систем методами крекинга углеродосодержащих газов с последующей интеркаляцией атомов различных металлов позволяют рассматривать данные системы как перспективные для будущего развития графеновой наноэлектроники и спинтроники.

1. Шикин, А.М. Формирование квазисвободного графена на поверхности Ni(111) с интеркалированными слоями Cu, Ag, Au / А.М. Шикин, В.К. Адамчук, К.Х. Ридер // ФТТ. 2009. Т. 51, вып. 11. С. 2251–12260.

2. Varykhalov, A.. Electronic and magnetic properties of quasifreestanding graphene on Ni / A. Varykhalov, J. Sanchez-Barriga, A.M. Shikin, C. Biswas, E. Veskovo, A. Rybkin, D. Marchenko, O. Rader // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 11, № 15. P. 157601(1)–(4).

Вихревая структура в монокристаллах FeTeSe

Л.Я. Винников¹, А.В. Радаев^{1,2}, И.С. Вещунов¹, А.Г. Трошина^{1,3},
Y. Liu⁴, C.T. Lin⁴, A. Boris⁴

¹Институт физики твёрдого тела РАН, улица Академика Осипьяна, 2, Черноголовка.

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный Московской обл.

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова.

⁴Max Plank Institute for Solid State Research, Heisenbergstr., 1, D-70569 Stuttgart.

e-mail: vinnik@issp.ac.ru

Неослабевающий интерес к железосодержащим высокотемпературным сверхпроводникам на основе пниктидов, открытым в 2008 г. [1], стимулировал исследования сверхпроводимости в более простых соединениях железа, в частности FeSe с $T_c \sim 8$ К [2]. Однако под давлением T_c этого соединения увеличивается до 27 К [3] – 30 К [4], а монокристаллы соединения $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ показывают объёмную сверхпроводимость с $T_c = 14,5$ К при атмосферном давлении [5]. Соединения $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ обнаруживают общие свойства с пниктидами (см. сравнение с $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ [6]).

Поскольку соединения халькогенидов железа FeSe и $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ имеют простейшую квазидвумерную слоистую структуру без промежуточных слоёв допантов, они представляют интерес для выяснения внутренних (intrinsic) свойств железосодержащих сверхпроводников и взаимовлияния сверхпроводимости и магнетизма [7].

В настоящей работе исследовались монокристаллы $\text{FeTe}_{0.66}\text{Se}_{0.44}$ с $T_c \sim 11,7$ К и $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ с $T_c \sim 14,5$ К, выращенные из расплава исходных компонентов (“self-flux”) в MPI Stuttgart.

Магнитные измерения свидетельствуют об объёмном характере сверхпроводимости в монокристаллах $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$, чего не наблюдалось в монокристаллах $\text{FeTe}_{0.66}\text{Se}_{0.44}$.

На рис. 1, а показана типичная структура на поверхности монокристалла $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ в магнитном поле 20 Э. Плотность скоплений магнитных частиц согласуется с величиной кванта магнитного потока, (среднее расстояние между скоплениями ~ 1 мкм, что можно получить из измерения радиуса окружности на фурье-картине (см. вставку), из чего следует, что наблюдаемая картина соответствует разупорядоченной вихревой структуре. На рис. 1, б представлена вихревая структура на монокристалле-свидетеле BSCCO(2212) в том же эксперименте. Отчётливо видна треугольная вихревая решётка с межвихревым расстоянием ~ 1 мкм. Не обнаружено существенного различия в вихревой структуре монокристаллов $\text{FeTe}_{0.66}\text{Se}_{0.44}$ и $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$. Из наблюдения изолированных вихрей в малых полях можно получить верхнюю оценку лондонской глубины проникновения λ , которая составила $\sim 0,5$ мкм для $\text{FeTe}_{0.66}\text{Se}_{0.44}$ и $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$. Эти результаты коррелируют с измерениями лондонской глубины проникновения, измеренной другими методами [8, 9].

Основным результатом наблюдения структуры магнитного потока в монокристаллах $\text{FeTe}_{0.66}\text{Se}_{0.44}$ и $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ является отсутствие упорядоченной вихревой решётки. Такой же результат был получен ранее на других монокри-

а

б

Рис. 1. Вихревая структура: а – $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$; б – BSCCO в поле 20 Э

сталлах железосодержащих пниктидов [10–12]. В совокупности с данными о высоких критических токах выдвигалось предположение о сильном пиннинге в этих монокристаллах, природа которого остаётся неясной. Возможной причиной могли бы служить обычные несовершенства кристаллического строения, такие как включения других фаз, дислокации и т. п. (“extrinsic” – центры пиннинга по терминологии [14]). Были приготовлены образцы отслаиванием тонких пластинок из исследованных монокристаллов, пригодные для наблюдения в просвечивающем электронном микроскопе. Результат представлен на рис. 2, где наблюдается дислокационная структура с плотностью $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$, но не видно каких-либо инородных включений с размерами близкими к длине когерентности $\sim 10 \text{ нм}$, которые могли бы служить эффективными центрами пиннинга. Наблюдаемые

Рис. 2 Дислокационная структура в $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$

дислокации, лежащие в базисной плоскости, даже при их высокой плотности вряд ли являются сильными центрами пиннинга в перпендикулярном плоскости полю, так как в этой геометрии служат как бы точечными центрами. К тому же часть этих дислокаций, возможно, возникла при приготовлении образцов. Аналогичные структуры наблюдались нами и для монокристаллов, например, $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$. Тем не менее наблюдавшаяся плотность дислокаций на несколько порядков выше, чем в контрольных монокристаллах BSCCO и, в принципе, может приводить к разупорядочению вихревой решётки. Поэтому природа разупорядоченности вихревой структуры в сверхпроводящих кристаллах на основе железа нуждается в дальнейшем прояснении. В последнее время появились сообщения о важной роли в допировании и зарядового состояния допирующих ионов [14, 15]. Так в работе [14] без допирования в чистых монокристаллах KFe_2As_2 ($T_c=3,9 \text{ К}$) нейтроннографически впервые для семейства пниктидов наблюдали дифракционные картины, соответствующие регулярной треугольной вихревой решётке. В этом же сообщении упоминается об отсутствии регулярной

решётки в монокристаллах семейства $11 \text{ Fe}(\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4})$. В работе [15] наблюдали уменьшение плотности критического тока на несколько порядков при частичной замене мышьяка изовалентным допантом (фосфором) в монокристаллах $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$. Таким образом, находит некоторое подтверждение предположение [12] о существовании внутренне присущего (intrinsic) механизма пиннинга в монокристаллах пниктидов, которое нуждается в дополнительном исследовании.

В настоящей работе обнаружено, что и в простейшей с точки зрения кристаллической структуры монокристаллах семейства 11 железосодержащих сверхпроводников (без промежуточных слоёв), как и в ранее исследованных семействах 122 и 1111 [12], не наблюдается регулярная вихревая решётка. Принимая во внимание уже обширный набор экспериментальных результатов, причину разупорядоченности вихревой структуры в монокристаллах упомянутых сверхпроводников, по видимому, следует искать в специфических центрах пиннинга в этих соединениях [15].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (#10-02-01297).

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono // J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296, 2008.
2. F. C. Hsu, J. Y. Lup, K. W. Yeh, et al. // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **105**, 14262, 2008.
3. Y. Mizuguchi, F. Tomioka, S. Tsuda, T. Yamaguchi and Y. Takano // Appl. Phys. Lett. **93**, 152505 (2008).
4. H. Okabe, N. Takeshita K. Horigane, et al. arXiv cjd-mat 1002.1832v2...
5. B. C. Sales, A.S. Sefat, M.A. McGuire, et al. // Phys. Rev. B **79**, 094521 (1009).
6. M. Tropeano, I. Pallecchi, M.R. Cimberle, et al. // Supercond. Sci. Technol. **23** (2010) 054001 (9pp).
7. C. Michioka, H. Ohta, M. Matsui, et al. arxiv0911.3729.
8. H. Kim, C. Martin, R. T. Gordon, et al. // Phys. Rev. B **1**, 180503(R), (2010).
9. M. Bendele, S. Weyeneth, R. Puzniak, A., et al. // Phys. Rev. B **81**, 224520 (2010).
10. M. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius, et al. // Phys. Rev. B **79**, 100501(R) (2009) / Physica C **469**, 529, (2009).
11. Yi Yin, M. Zech, T. L. Williams, et al. // Phys. Rev. Lett. **102**, 097002 (2009).
12. Л.Я. Винников, Т.М. Артёмова, И.С. Вецунов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, 325.
13. L.Ya. Vinikov, I.V. Grigor'eva, L.A. Gurevich // The Real Structure of the high Tc Superconductors / ed. by V.Sh. Shehtman. Springer Series in Material Science Springer Verlag Berlin, Heidelberg. V. 23. P. 89.
14. H.Kawano-Furukawa, C.J.Bowell, E.M. Forgan, et al. // Book of Abstract, International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2010) Turkey, Antalya, April 24–30, (2010) s. 142.
15. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, S Kasahara, et al. / arXiv 1005.2129.

Изменение типа спаривания вблизи поверхности для двухзонного s_{\pm} -сверхпроводника и его влияние на глубину проникновения магнитного поля

А.М. Бобков, И.В. Бобкова

Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Моск. обл.
e-mail: bobkov@issp.ac.ru

В настоящее время тип сверхпроводящего спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках на основе железа (FeSC) является открытым вопросом и очень интенсивно обсуждается. В то время как одни эксперименты недвусмысленно указывают на то, что на каждой из ферми-поверхностей существует изотропная энергетическая щель s -типа, другие эксперименты дают указания на наличие нулей параметра порядка. В литературе наиболее широко распространена точка зрения, что результаты этих экспериментов могут быть согласованы между собой если предположить, что спаривание в FeSC относится к s_{\pm} -типу [1, 2]. В простейшем варианте при этом на электронной и дырочной ферми-поверхностях открываются изотропные щели s -типа, однако между ними существует разность фаз π .

Недавно показано [3], что поведение параметра порядка s_{\pm} -типа на границах раздела и поверхностях в общем случае не сводится к простому подавлению, как для однозонных сверхпроводников s - и d -типа. Практически на любой поверхности двухзонного сверхпроводника или границе раздела с другим материалом будет присутствовать два канала отражения квазичастиц: внутризонное (падающая и отраженная квазичастицы принадлежат к одной и той же зоне) и межзонное (падающая и отраженная квазичастицы принадлежат к разным зонам). Наличие межзонного отражения на границе и разницы фаз π между параметрами порядка в различных зонах приводит к изменению симметрии параметра порядка на границе. Если межзонное отражение достаточно велико, то непосредственно на поверхности тип спаривания меняется с s_{\pm} - на s -спаривание. Однако проведенный нами детальный расчет показывает, что в процессе такого изменения параметр порядка в одной из зон не просто проходит через нуль, а обходит его по комплексной плоскости. То есть в некоторой области вблизи границы параметр порядка приобретает фазу (зависящую от координаты, нормальной к границе). Характерный пример такого состояния показан на рис. 1. Пусть s_{\pm} -сверхпроводник занимает полупространство $x > 0$. При $x = 0$ находится непрозрачная граница, которая характеризуется коэффициентом внутризонного отражения R_0 и коэффициентом межзонного отражения R_{12} . Левые панели рис. 1 показывают, как ведет себя модуль параметра порядка

$|\Delta_{1,2}| e^{i\phi_{1,2}}$ в 1-й и 2-й зонах (для определенности назовем 1-й ту зону, которая имеет больший модуль параметра порядка в объеме сверхпроводника) в зависимости от координаты x , т.е. расстояния от границы. На правых панелях изображено поведение фаз $\phi_{1,2}$ компонент параметра порядка в обеих зонах. Пунктирные линии на верхней паре панелей показывают, как ведут себя модуль и фаза параметра порядка в обеих зонах для состояния с чисто действительным параметром порядка, которое является энергетически менее выгодным.

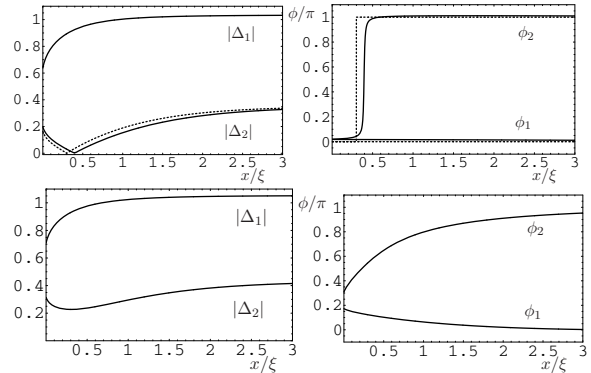


Рис. 1. Модуль параметра порядка $|\Delta_{1,2}(x)|$ (левый ряд), и его фаза $\phi_{1,2}(x)$ (правый ряд) в зависимости от расстояния до поверхности x/ξ . Верхний ряд отвечает состоянию, слабо отличающемуся от состояния с чисто действительным параметром порядка (показанного пунктиром), $T = 0.43T_c$. Нижний ряд соответствует состоянию, сильно отличающемуся от действительного, $T = 0.34T_c$. Коэффициент межзонного отражения $R_{12} = 0.5$

Для области параметров, рассмотренной в [3], различие между сплошными и пунктирными линиями на рис. 1 пренебрежимо мало и учет комплексности параметра порядка практически не влияет на экспериментально наблюдаемые величины. В частности, поверхностная плотность состояний при низких энергиях имеет характерный V -образный вид. В то же время при понижении температуры (что приводит к увеличению отношения Δ_2/Δ_1) или при изменении ряда других характеристик системы параметр порядка приобретает большую комплексную часть. Характерным примером является нижняя пара панелей на рис. 1.

Состояния, характеризующиеся значением фазы $\pm \phi(x)$, эквивалентны. На рис. 1 показан один из двух возможных вариантов. Другими словами, вблизи границы реализуется состояние с нарушением симметрии по отношению к обращению времени. Это должно приводить к тому, что вся приповерхностная область разбивается на домены, отвечающие состоянию с $+\phi$ или $-\phi$. Следовательно, на границах этих доменов возникает градиент фазы параметра порядка вдоль поверхности, что приводит к существованию в области границы доменов спонтанного магнитного потока, который, в принципе, может наблюдаться экспериментально. Оценка для величины магнитного потока, захваченного в области границы доменов дает $\Phi \propto \Phi_0 \phi_{eff} / 2\pi$, где Φ_0 – квант магнитного потока, а ϕ_{eff} имеет величину характерного значения фазы параметра порядка вблизи границы.

Далее рассчитано влияние приповерхностного изменения параметра порядка на лондоновскую глубину проникновения магнитного поля. Как было показано в [4], при условии $\xi/\lambda \ll 1$, которое хорошо выполняется для FeSC, учет отличия поверхностного состояния от объемного в уравнении для векторного потенциала сводится к введению функции $f(x)$, которая содержит все поверхностные эффекты и может быть рассчитана из микротемории (в данном случае уравнений Эйленбергера) при $\mathbf{A} = 0$. Тогда в условиях нашей одномерной задачи уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$A''(x) = \frac{1}{\lambda^2(T)} (1 - f(x)) A(x). \quad (1)$$

Здесь $\lambda(T)$ – значение глубины проникновения без учета поверхностных эффектов. Из (1) можно получить, что поправка из-за учета поверхностных эффектов к глубине проникновения имеет вид

$$\Delta\lambda = \int_0^{+\infty} f(x) dx, \quad (2)$$

где $f(x)$ существенно отлична от нуля на расстояниях порядка сверхпроводящей длины когерентности ξ . Поэтому относительная величина поправки $\Delta\lambda(T)/\lambda(T)$ мала по параметру $\xi/\lambda \ll 1$. Однако она имеет немонотонную

температурную зависимость, что может иметь значение при интерпретации экспериментальных данных. Поведение $\Delta\lambda(T)$ представлено на рис. 2 для двух различных значений величины неупругого рассеивания $\delta \approx 0.01\Delta_1$ и $\delta \approx 0.05\Delta_1$. Абсолютная величина поправки $\Delta\lambda(T)$ при низких температурах довольно значительно растет при увеличении параметра неупругого рассеивания.

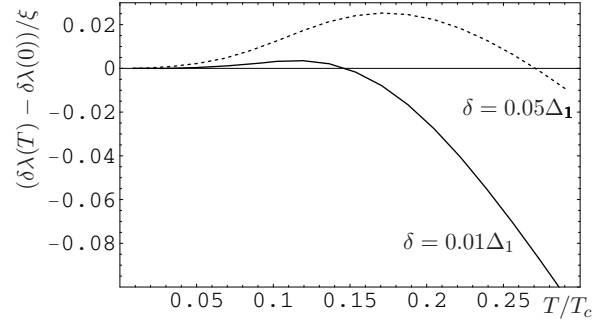


Рис. 2. Поправка $\Delta\lambda(T)$ = 0.05Δ

Тонкий графит в ультраквантовых магнитных полях

Ю.И. Латышев¹, А.П. Орлов¹, П. Монсо², В. Эскоффьер³

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая, 11-7, 125009 Москва.

²Institut Néel, CNRS, 25 Rue des Martyrs, 38042 Grenoble, France.

³Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI-T), 143.

Av. de Ranguueil, 31400, Toulouse, France

e-mail: yurilatyshev@yahoo.com

Открытие графена [1] возродило интерес к графиту, и особенно к тонкому графиту, содержащему несколько десятков графеновых слоев. На таких образцах было обнаружено присутствие дираковских фермионов [2, 3], что связывалось с вкладом поверхностных слоев графита, представляющих собой структуру графен на графите [4, 5]. Подобная структура рассматривается как одна из наиболее совершенных графеновых структур [5].

С целью исследования квантовой интерференции дираковских фермионов нами исследовались магнетотранспортные свойства тонких монокристаллов естественного графита (толщиной 1–50 нм) различной топологии: содержащих колоннообразные дефекты или наноотверстия, которые можно рассматривать как антидоты, или без них. Антидоты получались облучением образцов тяжелыми ионами Хе с энергией 90 МэВ вдоль оси c [6] либо с помощью фокусированного ионного пучка (структуры с единичным антидотом).

На образцах с антидотами нами был обнаружен осциллирующий вклад в магнетосопротивление $R_{xx}(H)$, $H//c$, с периодом по полю 7,5 Тл, соответствующим прохождению кванта магнитного потока hc/e через площадь антидота [6, 7], *независимо от толщины образца* вплоть до образцов толщиной 1 нм (рис. 1) [7]. Этот результат согласуется с тем, что осциллирующий вклад определяется дираковскими фермионами, существующими в поверхностных слоях графита.

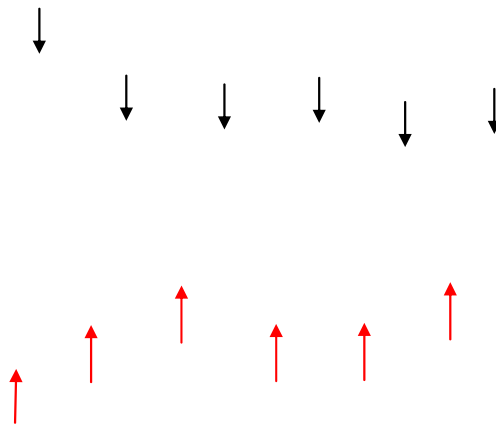
Другой интересный вывод заключается в следующем. Обычно эффект Аронова – Бома наблю-

дается на образцах кольцевой геометрии, когда квантованные орбиты фиксированы между внутренним и внешним диаметром кольца. В нашем эксперименте *эффект Аронова – Бома наблюдается на образцах некольцевой геометрии*, при этом основной вклад, как показано, дают орбиты, локализованные близко к краю антидота. Мы предполагаем, что выделенные орбиты вблизи края антидота существуют благодаря крайвым состояниям вблизи границы антидота. В противном случае вклад от всех возможных траекторий вокруг антидота нивелировал бы интерференционный эффект [7]. Краевые состояния здесь играют роль кольца. Существование крайвых состояний в графене недавно было предсказано теоретически [8]. Наше наблюдение эффекта Ааронова – Бома как на массиве антидотов, так и на единичном антидоте экспериментально подтверждает существование крайвых состояний в графене. Амплитуда осцилляций экспоненциально спадает с температурой с характерной энергией около 20 К.

На образцах тонкого графита без антидотов осцилляций Аронова – Бома не наблюдается. Вместе с тем на образцах толщиной в несколько десятков нм наблюдается более тонкая структура периодических по полю пиков $R_{xx}(H)$ существенно меньшей амплитуды, положение которых по полю H_n соответствует условию

$$H_n = H_0 / (2/n), \quad (1)$$

где $H_0 = 4.4$ Тл, n – целое число. Величина $1/H_0$ соответствует периоду осцилляций Шубникова –



А

Рис. 1. Магнетосопротивление и его осциллирующая часть образца двуслойного графена с колоннообразными дефектами при температуре $T=1,5$ К. Верхние стрелки соответствуют максимумам, стрелки внизу – минимумам осциллирующей части магнетосопротивления. $H//c$

де Газа при $H \leq H_0$, поэтому величине $\nu = 2/n$ можно при $n > 2$ сопоставить дробный фактор заполнения основного уровня Ландау. В работе [9] на образцах пиролитического графита также наблюдались особенности типа плато на $R_{xy}(H)$ при условии (1) и $H > 17$ Тл. Эти особенности связывались в [9] с существованием в графите взаимодействующих пар электронов (заряженных бозонов [10]), для которых иерархия состояний в режиме дробного квантового эффекта Холла описывается условием $\nu = 2/n$ [10]. Существование заряженных бозонов в графите пока не является достаточно обоснованным. Для поиска альтернативных объяснений требуются дальнейшие исследования этих особенностей, в частности на образцах графита различной толщины, а также в наклонных полях.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-01093а, № 11-02-90515, госконтракта № 16.740.11.0146, международной ас-

социированной лаборатории (LIA) между ИРЭ РАН и Институтом Нееля CNRS, программ РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Физика новых материалов и структур».

1. *K. S. Novoselov et al.*, Nature, 438, 197 (2005).
2. *G. Li and Eva Y. Andrei*, Nature Phys 3, 623 (2007).
3. *M. Orlita et al.* Phys. Rev. Lett. 100, 136403 (2008).
4. *G. Li et al.* Phys. Rev. Lett. 102, 176804 (2009).
5. *P. Nuegebauer et al.* Phys. Rev. Lett. 103, 136403(2009).
6. *Yu.I. Latyshev et al.* JETP Lett. **90**, 480 (2009).
7. *Yu.I. Latyshev et al.* Journ. of Phys.:Conf. Series, **248**, 012001(2010).
8. *V.A. Volkov and I.V. Zagorodnev*, Journ. of Phys.: Conf. Series **193**, 012113 (2009), см. также труды этой конференции.
9. *Y. Kopelevich, et al.*, Phys. Rev. Lett., **103**, 116802 (2009).
10. *B.I. Halperin*, Helv. Phys. Acta, **56**, 75 (1983).

Универсальная и анизотропная проводимость в графеновом семействе

Л.А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, ул. Академика Семенова 1а, Черноголовка.
e-mail: falk@itp.ac.ru

Одной из удивительных особенностей графена является динамическая проводимость

$$\sigma_0 = e^2 / 4\hbar,$$

которая не зависит от каких-либо параметров материала, а также от частоты света в широком оптическом интервале. Это обстоятельство приводит к тому, что коэффициент прохождения света сквозь монослой атомов углерода отличается от единицы на постоянную тонкой структуры α , помноженную на π . Хорошее согласие между экспериментом [1–3] и теорией [4, 5], пренебрегающей всеми эффектами кулоновского взаимодействия, является доказательством неэффективности электронного взаимодействия в графене. Это явление гораздо более существенно, чем само появление константы квантовой электродинамики в физике твердого тела. Представляет интерес выяснить, как проявляется отмеченное обстоятельство в других графеноподобных материалах, и прежде всего в графите.

Для ответа на поставленный вопрос мы воспользовались формулой

$$\sigma^{ij}(\omega) = \frac{2i e^2}{(2\pi)^3} \int d^3k \sum \left\{ -\frac{df}{d\varepsilon_n} \frac{v_{nm}^i v_{nn}^j}{\omega + i\nu} + 2\omega \frac{v_{nm}^i v_{mn}^j [f(\varepsilon_n) - f(\varepsilon_m)]}{(\varepsilon_m - \varepsilon_n)[(\omega + i\nu)^2 - (\varepsilon_n - \varepsilon_m)^2]} \right\},$$

где v_{nm}^i – матричные элементы скорости, f – функция Ферми, интегрирование проводится по зоне Бриллюэна (зБ), суммирование по электронным зонам, показанным на рис. 1. Формула справедлива при условии, что частота релаксации носителей ν мала по сравнению с частотой переменного поля ω .

Рис. 1. Электронные зоны в графите, ось z выбрана в направлении главной оси, линия KH – ребро зБ, на котором зоны 2 и 3 касаются друг друга. Вблизи точки K находится дно электронной зоны 3, вблизи H – потолок дырочной зоны 2

Зонные параметры теории Слончевского – Вейса имеют разный порядок величины и самый большой $\gamma_1 \sim 0.4$ эВ, на порядок больше остальных γ_i . Для частот порядка $2\gamma_1 \sim 0.8$ эВ достаточно учесть только этот самый большой параметр, что позволяет все вычисления проводить в аналитическом виде. Приведем, например, вещественную часть проводимости вдоль слоев:

$$\text{Re} \sigma^{xx}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{2\gamma(z) + \omega}{\gamma(z) + \omega} \times \frac{2\gamma^2(z)}{\omega^2} \theta_1 + \frac{2\gamma(z) - \omega}{\gamma(z) - \omega} \theta_2 \right\}$$

где $\gamma(z) = 2\gamma_1 \cos(z)$, θ_1 и θ_2 , функции единичного скачка, зависящие от $\omega - \gamma(z)$ и $\omega - 2\gamma(z)$ соответственно. Результат показан на рис. 2.

Рис. 2. Вещественная σ_1 и мнимая σ_2 части оптической проводимости графита, рассчитанной на один слой, в направлении, перпендикулярном к главной оси. Экспериментальные данные взяты из работы [6], положение особенности (кинк) у вещественной части дает значение $\gamma_1 = 0.41$ эВ

Отметим хорошее согласие между экспериментом и теорией в значении проводимости, которое в этой области частот близко к σ_0 / c_0 , взятому за единицу измерений, где $c_0 = 3.35 \text{ \AA}$ – расстояние между слоями. Малое отклонение от этого значения, т. е. от проводимости графена, объясняется малым межслоевым взаимодействием в графите. По этой же причине невелика и особенность, видимая на вещественной части как кинк.

Таким образом, проводимость графита вдоль слоев в основном не зависит от каких-либо параметров электронного спектра и в этом смысле принимает универсальное значение.

Рис. 3. Вещественная и мнимая части оптической проводимости в направлении главной оси в зависимости от частоты

Теория позволяет вычислить и проводимость в направлении главной оси. Матричные элементы компоненты скорости в этом направлении определяются производной по k_z от межслоевого взаимодействия $\gamma(z)$. По этой причине проводимость σ^{zz} по сравнению с σ^{xx} получает дополнительный

множитель $(\gamma_1 / \gamma_0)^2 \approx 0.01$, где $\gamma_0 = 3.2$ эВ – внутрислоевой интеграл перекрытия. Результат вычисления показан на рис. 3. Сравнение рисунков 2 и 3 подтверждает вышеприведенную оценку анизотропии проводимости. К сожалению, измерение динамической проводимости поперек слоев представляет определенные экспериментальные трудности из-за шероховатостей торцевой поверхности слоистого образца.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00193-а и программой SIMTECH (грант № 246937).

1. *R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko et al.* // Science 320, 5881 (2008).

2. *Z.Q. Li, E.A. Henriksen, Z. Jiang et al.* // Nature Physics, 4, 532 (2008).

3. *K.F. Mak, M.Y. Sfeir, Y. Wu et al.* // Phys. Rev. Lett. 101, 196405 (2008).

4. *V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte et al.* // Phys. Rev. Lett. 96, 256802 (2006).

5. *L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov* // Eur. Phys. J. B 56, 281 (2007).

6. *A.B. Kuzmenko, E. van Heumen, F. Carbone, D. van der Marel* // Phys. Rev. Lett. 100, 117401 (2008).

Эффекты типа Аронова – Бома для дираковских электронов

В.А. Волков, И.В. Загороднев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва.
e-mail: VoVA@cplire.ru

Для исследования проявлений эффекта Аронова – Бома в магнитосопротивлении неодносвязных полупроводниковых структур обычно исследуют образцы в форме очень узкого кольца с парой токовых контактов. Магнитное поле управляет фазой волновой функции электронов в таком кольце, приводя к осцилляциям сопротивления такого образца с периодом по магнитному полю, отвечающему прохождению кванта магнитного потока через площадь внутреннего отверстия. Эффект, как правило, мал по амплитуде и проявляется при субгелиевых температурах.

Недавно [1, 2] подобный эффект был обнаружен в магнитосопротивлении графеноподобных структур, имеющих наноотверстия. Магнитоосцилляции имели период, отвечающий прохождению несверхпроводящего кванта магнитного потока hc/e через площадь наноотверстия. Особенности эффекта были сравнительно большая амплитуда и слабая чувствительность к температуре. Это первое и совершенно неожиданное наблюдение эффекта типа Аронова – Бома в образцах некольцевой геометрии является вызовом теории.

В данной работе предложено объяснение обнаруженного эффекта для образца графена с единичным наноотверстием (антидотом). Как известно, носителями тока в графене являются бесщелевые дираковские фермионы. Важно, что теория (см. например, [3, 4]) предсказывает существование (даже без магнитного поля) на краю полубесконечного графена краевых состояний таммовского типа при ориентации края вдоль определенного кристаллографического направления. В работах [5, 6] показано, что такие состояния должны существовать для любого края графена. Это является уникальной особенностью бесщелевых дираковских электронов. Энергетический спектр таких состояний («оборванным» линейным спектром с характерной скоростью, меньше фермиевской. На краю антидота должны существовать квазидискретные (без магнитного поля) или дискретные (в магнитном поле) краевые состояния, связанные с конечностью периметра антидота. Электроны в таких состояниях имеют свойства, аналогичные электронам в кольце. Поэтому в системе с антидотом можно ожидать проявлений эффекта Аронова – Бома.

Развита теория периодических по магнитному полю осцилляций проводимости и сопротивления в малых образцах графена с круглой дырой. В основу теории положено предположение о резонансном туннелировании электронов через квазидискретные краевые состояния в антидоте. Реша-

ется краевая задача об определении энергетического спектра в антидоте в магнитном поле. Электроны в графене описываются в рамках теории эффективной массы безмассовым уравнением Вейля – Дирака для спинора, составленного из огибающих функций. На границе дыры ставится граничное условие (выведенное авторами ранее) на компоненты спинора, зависящее от одного феноменологического параметра, который считается постоянным на всей границе.

Показано, что помимо “обычных” уровней Ландау и уровней краевых магнитных состояний, отвечающих скачущим орбитам, в спектре антидота есть уровни, сильно зависящие от этого граничного параметра, которые в отсутствие магнитного поля переходят в краевые состояния Тамма – Дирака. В сильных же полях энергия этих состояний периодически зависит от потока магнитного поля через дыру, причем при определенных условиях этот период близок к кванту магнитного потока. Уровни скачущих орбит также периодически зависят от магнитного потока, но этот период менее устойчив к вариациям краевых свойств антидота, поэтому можно ожидать, что неоднородность граничного параметра приведет к “размытию” периодичности уровней для скачущих орбит.

Резонансное туннелирование дираковских фермионов через краевые состояния Тамма – Дирака, периодически по магнитному полю проходящие через уровень Ферми, и определяет вышеуказанные магнитоосцилляции сопротивления. Их слабая температурная зависимость обусловлена большой энергией квантования этих уровней, что связано с малой величиной периметра наноотверстия. Из сравнения с экспериментом сделан вывод об обнаружении в [1, 2, 7] краевых состояний Тамма – Дирака с характерной скоростью, значительно меньше фермиевской.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-90015 и программами РАН. ИВЗ благодарен за поддержку Фонду некоммерческих программ “Династия”.

1. Yu.I. Latyshev et al. JETP Lett. **90**, 480 (2009).
2. Yu.I. Latyshev et al. Journal of Physics: Conference Series **248**, 012001 (2010).
3. K. Nakada et al. Phys. Rev. B **54**, 17954 (1996).
4. A.R. Akhmerov and C.W.J. Beenakker, Phys. Rev. B **77**, 085423 (2008).
5. V.A. Volkov, I.V. Zagorodnev. Low Temperature Physics **35**, 2 (2009).
6. V.A. Volkov and I.V. Zagorodnev. Journal of Physics: Conference Series **193**, 012113 (2009).
7. Ю.И. Латышев. Тонкий графит в ультраквантовых магнитных полях // Наст. сборник.

«Шредингеровский кот» в графене: мезоскопическая модель

В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им Н.И. Лобачевского
603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.
e-mail: demi@phys.unn.ru

Как известно, метафорическое понятие «кот Шредингера» было введено Шредингером для того, чтобы подчеркнуть различие между квантовым и классическим описанием состояний механической системы [1]. Однако в последнее время оно широко используется в различных областях физики, включая квантовую оптику, квантовую теорию информации, а также теорию квантовых вычислений. Теперь, как правило, термин «шредингеровский кот» используется для обозначения когерентной суперпозиции двух различных мезоскопических состояний, например,

В том случае когда квантовый принцип суперпозиции используется для описания эволюции «больших» объектов, возникает парадоксальная ситуация: квазиклассическая система может оказаться в суперпозиции состояний, которые в классическом смысле являются несовместимыми (взаимоисключающими). Конечно, для макроскопических объектов подобная суперпозиция практически не наблюдаема.

Квантовые состояния типа «шредингеровский кот» были экспериментально реализованы в различных системах. Так, в работе [2] в ионной ловушке были получены состояния иона атома в виде когерентных пространственно разделенных волновых пакетов. Эти состояния были созданы с помощью последовательности лазерных импульсов, связывающих внутренние электронные состояния атома с его поступательным движением.

В квантовой оптике экспериментально изучалась модель состояний типа «шредингеровский кот», состоящая из двухуровневого атома, взаимодействующего с радиационным (полевым) осциллятором в QED-полости [3]. При этом электромагнитное поле возбуждалось в QED-полости с высокой добротностью.

В релятивистской физике подобные состояния, получившие название «дираковский кот», впервые были сконструированы в работе [4]. Было показано, что при определенных начальных условиях суперпозиция когерентных состояний релятивистских электронов, описываемых уравнением Дирака и находящихся во внешнем магнитном поле, связывающем состояния с положительной и отрицательной энергией, эволюционирует, периодически испытывая коллапс и возрождение.

В настоящей работе обсуждаются электронные квантовые состояния типа «шредингеровский

кот» и «дираковский кот» в полупроводниковых структурах, и прежде всего в графене, где, как известно, гамильтониан, описывающий электроны с волновым вектором, расположенным вблизи K точек в зоне Бриллюэна в магнитном поле, имеет вид [5]

$$\hat{H} = u \begin{pmatrix} 0 & \pi_x - i\pi_y \\ \pi_x + i\pi_y & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $u = 10^8$ см/с – характерная скорость в графене, $\vec{\pi} = \vec{p} - e/c\vec{A}$ – кинематический импульс, e – заряд электрона, c – скорость света, \vec{A} – векторный потенциал. Соответствующий энергетический спектр определяется выражением

$$E_{ns} = s\hbar\Omega\sqrt{n}. \quad (2)$$

Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$, $s = \pm 1$ для зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Далее мы будем следовать работе [4], где установлена прямая аналогия между решениями уравнения Дирака в магнитном поле и решениями уравнений Джейнса – Куминга (JC-модель), которая впервые была введена в квантовой оптике для описания динамики двух различных взаимодействующих квантовых систем – одномодового квантованного электромагнитного поля в полости с высокой добротностью и двухуровневого атома [6]. Именно в JC-модели впервые были рассмотрены решения, описывающие суперпозиции когерентных состояний, демонстрирующие коллапс и возрождение исходных волновых пакетов. Подобную динамику квантовых волновых пакетов обычно интерпретируют как суперпозицию состояний "живой" и "мертвый" "шредингеровский кот".

Для описания суперпозиции когерентных квантовых состояний типа "шредингеровский кот" используется модель Джейнса – Куминга (JC) [6]. Именно в этой модели были получены решения, описывающие коллапс и возрождение когерентных квантовых состояний.

Соответствующий гамильтониан H_{JC} в этой модели имеет вид

$$H_{JC} = \hbar(g\sigma^- a_l^- + g^* \sigma^+ a_l^+), \quad (3)$$

где a_l^+ и a_l^- – операторы рождения и уничтожения состояний обычного гармонического осциллятора, паулевские матрицы σ^- и σ^+ – это операторы, понижающие и повышающие псевдоспины, g – константа взаимодействия между орбитальной степенью свободы и «псевдоспином».

В докладе будут построены когерентные мезоскопические состояния в графене, представляющие собой суперпозицию состояний исходного гамильтониана (1) со средним $n \approx 10-50$ (эволюция волновых пакетов в графене в отсутствие магнитного поля изучалась в [7]). С использованием гамильтониана подобного (3), записанного для монослойного графена, аналитически и численно будет исследована пространственно-временная эволюция когерентных волновых пакетов в графене.

Процессы коллапса и возрождения будут визуализированы в реальном двумерном пространстве и найдены характерные времена, характеризующие коллапс и возрождение начальных состояний.

Подобные мезоскопические квантовые состояния могут быть использованы не только для описания эффектов, имеющих фундаментальный характер, но и при исследовании динамики носителей тока в различных электронных и оптических устройствах.

Настоящая работа поддержана программой Министерства образования и науки «Развитие научного потенциала высшей школы» (пр. 2.1.1.2686).

1. *E. Schrodinger*, *Naturwissenschaften* **23**, 807812 (1935); **23**, 823828 (1935); **23**, 844849 (1935).
2. *C. Monroe*, A Schrodinger Cat Superposition States of an Atom / *C. Monroe, D. Meekhof, B. King, D. Wine-land / Science* **272**, 1131 (1996).
3. *M. Brune*, Observing the progressive Dechogence of the “Meter” in a Quantum Measurement, / *M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond, and S. Haroche*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996).
4. *A. Bermudes*, Mesoscopic Superposition States in Relativistic Landau Levels / *A. Bermudes, M.A. Martin-Delgado, and R. Solano // Phys. Rev. Lett.* **99**, 123602 (2007); *A. Bermudes*, Exact mapping of the 2+1 Dirac oscillator onto the Jaynes-Cummings model: Ion-trap experimental proposal / *A. Bermudes, M.A. Martin-Delgado, and R. Solano // Phys. Rev. A* **76**, 041801 (2007).
5. *A. N. Castro Neto*, The electronic properties of graphene / *A. H. Castro Neto, F. Guines, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, and A.K. Geim / Rev. Mod. Phys.*, **81**, 109 (2009).
6. *E. T. Jaynes and F.W. Cummings*, *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
7. *G.M. Maksimova*, Wave packet dynamics in monolayer grafene / *Maksimova G.M., Demikhovskii V.Ya. and Frolova E.V. // Phys. Rev. B* 2008, V. 78. P. 235321-235327.

Electronic structure of topological insulators: theory and experiments

E.V. Chulkov^{1,2}, S.V. Eremeev^{3,4}, T.V. Menshikova³, M. Vergniory², G.Bihlmayer⁵,
Yu.M. Koroteev^{3,4}, J. Henk⁶, A. Ernst⁶

¹Departamento de Física de Materiales, Facultad de Ciencias Químicas, UPV/EHU, Apdo 1.072, 20080 San Sebastián, Basque Country, Spain.

²Donostia international Physics Center (DIPC), Paseo Manuel Lardizabal 4, 20018 San Sebastián, Basque Country, Spain

³Tomsk State University, pr. Lenina 36, 634050, Tomsk, Russian Federation

⁴Institute of Strength Physics, and Materials Science, pr. Akademicheskii 2/4, 634021 Tomsk, Russian Federation

⁵Institut für Festkörperforschung and Institute for Advanced Simulation, Forschungszentrum Jülich and JARA, 52425 Jülich, Germany

⁶Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, D-06120, Halle, Germany

e-mail: waptctce@ehu.es

A 3D topological insulator (TI) is a new state of matter which shows exotic surfaces properties [1, 2]. Being narrow gap semiconductors in bulk, topological insulators exhibit a surface state (SS) that makes the surface conducting. This surface state shows linear dispersion, forming a Dirac cone with a crossing (Dirac) point at/around the Fermi level. In contrast to the Dirac cone in graphene this topological SS is spin-orbit split and carries only one electron per momentum with a spin that changes its direction consistently with a change of momentum. The topological origin of the SS protects the Dirac cone from surface perturbations [1], even under such a strong perturbation as removing of the surface Te(Se) atomic layer from tellurium (selenium) chalcogenides this surface state survives [3]. The unique surface properties of TIs make these materials important for many applications, in particular, in spintronics and quantum computing.

Here we present ab-initio calculated results and experimental photoemission and STS data for electronic structure of Tl- and In-based narrow gap semiconductors [4, 5] as well as for binary and ternary compounds with tetradymite-type crystal structure [6–8]. We demonstrate that some of these compounds are strong 3D topological insulators showing non-trivial topological Z_2 invariant and a Dirac cone at the centre of the surface Brillouin zone. Peculiarities of charge density behaviour of the Dirac state are discussed and compared to that of conventional surface states including Rashba-split surface states. Future trends in the field of topological insulators are discussed.

1. *Fu, L.* Topological insulators with inversion symmetry / L. Fu, C.L. Kane // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76, P. 045302.

2. *Moore, J.E.* The birth of topological insulators / J.E. Moore // *Nature.* 2010. V. 464, P. 194–198.

3. *Eremeev, S.V.* Effect of the surface atomic composition on electron surface states of topological insulators A_2B_3 / S.V. Eremeev, Y.M. Koroteev, E.V. Chulkov // *JETP Lett.* 2010. V. 91, № 8. P. 387–391.

4. *Kuroda, K.* Experimental realization of a three-dimensional topological insulator phase in ternary chalcogenide $TlBiSe_2$ / K. Kuroda, M. Ye, A. Kimura, S.V. Eremeev, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, Y. Ueda, K. Miyamoto, T. Okuda, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105, P. 146801.

5. *Eremeev, S.V.* Ternary thallium-based semimetal chalcogenides $Tl-VVI_2$ as a new class of three-dimensional topological insulators / S.V. Eremeev, Y.M. Koroteev, E.V. Chulkov // *JETP Lett.* 2010. V. 91, № 11. P. 594–598.

6. *Kuroda, K.* Hexagonally deformed Fermi surface of the 3D topological insulator Bi_2Se_3 / K. Kuroda, M. Arita, K. Miyamoto, J. Jiang, M. Ye, A. Kimura, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, H. Iwasawa, T. Okuda, K. Shimada, Y. Ueda, H. Namatame, M. Taniguchi // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105, P. 076802.

7. *Eremeev, S.V.* On possible deep subsurface states in topological insulators: the $PbBi_4Te_7$ system / S.V. Eremeev, Y.M. Koroteev, E.V. Chulkov // *JETP Lett.* 2010. V. 92, № 3. P. 161–165.

8. *Menshikova, T.V.* Ternary compounds based on binary topological insulators as efficient method of the Dirac cone modification / T.V. Menshikova, S.V. Eremeev, Y.M. Koroteev, V.M. Kuznetsov, E.V. Chulkov // *JETP Lett.* 2011. V. 93, № 1. P. 18–23.

Терагерцовые поверхностные плазменные волны в оптически накачиваемых структурах с графеном

А.А. Дубинов¹, В.Я. Алешкин¹, В.И. Рыжий^{2,3}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Computational Nanoelectronics Laboratory, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu 965-8580, Japan.

³ Japan Science and Technology Agency, CREST, Tokyo 107-0075, Japan.

e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время растет интерес к различным эффектам распространения поверхностных плазменных волн в графене [1–5].

В данной работе теоретически исследуется распространение и поглощение (усиление) поверхностных плазменных волн в оптически накачиваемых структурах (при неравновесных условиях) с одно- (SGL) или многослойным (MGL) графеном, расположенным на подложке. Ранее было показано [6], что многослойный графен состоит из разориентированных слоев графена, каждый из которых обладает электронными и оптическими свойствами обычного графена.

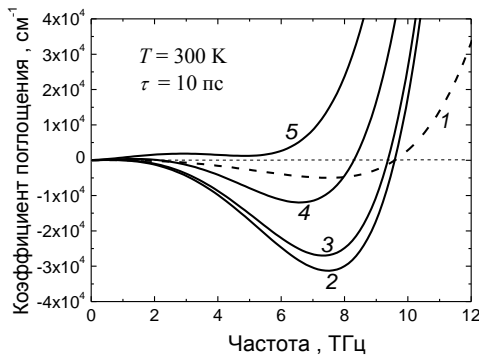


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения поверхностной плазменной волны от ее частоты для пяти значений показателя преломления подложки n (1 – 1.0, 2 – 3.4, 3 – 3.4+0.01*i*, 4 – 3.4+0.05*i*, 5 – 3.4+0.1*i*), $\varepsilon_F^T = 20$ мэВ.

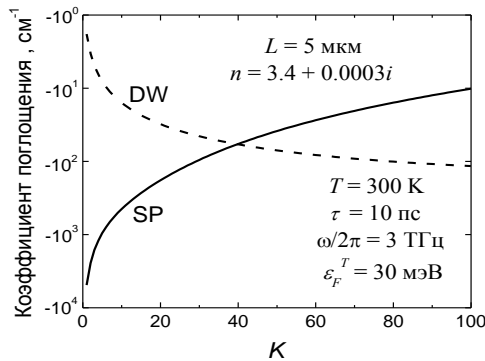


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения поверхностной плазменной волны (сплошная кривая) и моды диэлектрического волновода (штриховая кривая) от числа слоев графена K , L – толщина подложки.

В результате оптической накачки графеновых структур концентрации электронов и дырок значительно превышают свои равновесные значения. Поэтому электроны и дырки можно описывать

двумя (равными по модулю в нелегированном графене) квазиэнергиями Ферми $\pm\varepsilon_F^{(k)}$, где k – номер слоя графена. $\varepsilon_F^{(k)}$ будет зависеть от k вследствие разной доли поглощаемого оптического излучения накачки и будет уменьшаться от поверхности вглубь графеновой структуры: $\varepsilon_F^{(k)} < \varepsilon_F^K = \varepsilon_F^T$, где K – число слоев графена.

Используя разработанный ранее подход к расчету комплексной проводимости графеновых структур [7–10], можно записать комплексную проводимость под действием оптической накачки в следующем виде:

$$\sigma_\omega = \sum_{k=1}^K \sigma_\omega^{(k)}, \quad (1)$$

$$\sigma_\omega^{(k)} = \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\varepsilon_F^{(k)}}{k_B T} \right) \right] + \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \tanh \left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_F^{(k)}}{4k_B T} \right) - \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^\infty \frac{G(\varepsilon, \varepsilon_F^{(k)}) - G(\hbar\omega/2, \varepsilon_F^{(k)})}{(\hbar\omega)^2 - 4\varepsilon^2} d\varepsilon,$$

где $G(\varepsilon, \varepsilon_F^T) = \frac{\sinh(\varepsilon/k_B T)}{\cosh(\varepsilon_F^T/k_B T) + \cosh(\varepsilon/k_B T)}$, ω – частота, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, τ – время релаксации импульса, c – скорость света в вакууме.

Дисперсионное соотношение для поверхностной плазменной волны в графеновой структуре на подложке ранее было получено в работе [5]:

$$\sqrt{n^2 - \rho^2} + n^2 \sqrt{1 - \rho^2} + \frac{4\pi}{c} \sigma_\omega \sqrt{n^2 - \rho^2} \sqrt{1 - \rho^2} = 0, \quad (2)$$

где n – показатель преломления подложки, ρ – показатель распространения, связанный с волновым вектором распространения волны $q = \rho\omega/c$. Мнимая часть ρ характеризует коэффициент поглощения (усиления, если эта часть отрицательная) волны.

Используя для расчетов формулы (1) и (2), можно показать, что при мощной, но реалистичной оптической накачке коэффициент поглощения поверхностных плазменных волн может быть отрицательным в определенном интервале частот вследствие межзонной инверсии населенности (рис. 1). Можно показать также, что абсолютное значение коэффициента усиления поверхностных

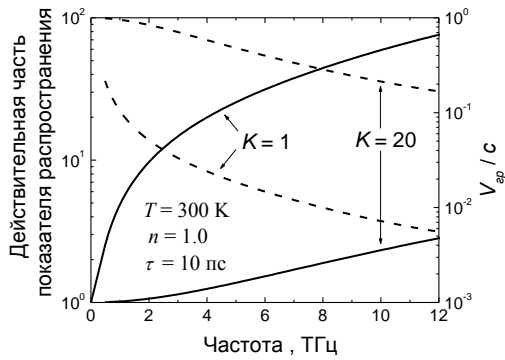


Рис. 3. Зависимость действительной части показателя распространения (сплошные кривые) и отнесенной к скорости света групповой скорости (штриховые кривые) поверхностной плазменной волны от ее частоты для двух значений числа слоев графена K , $\epsilon_F^T = 20$ мэВ.

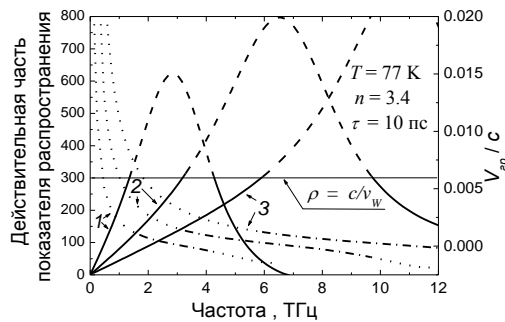
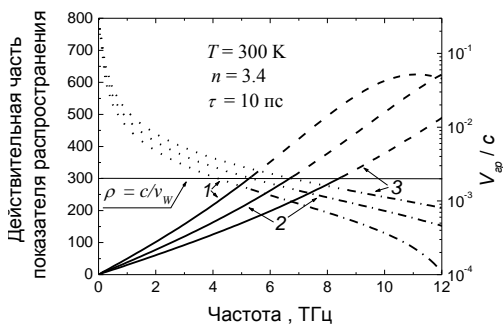


Рис. 4. Зависимость действительной части показателя распространения (сплошные кривые) и отнесенной к скорости света групповой скорости (пунктирные кривые) поверхностной плазменной волны от ее частоты для трех значений ϵ_F^T (1 – $\epsilon_F^T = 0$ мэВ, 2 – $\epsilon_F^T = 10$ мэВ, 3 – $\epsilon_F^T = 20$ мэВ) и для двух температур.

плазменных волн может быть очень большим и существенно превышать коэффициент усиления электромагнитных мод диэлектрического волновода (DW) с расположенными в нем оптически накачиваемыми одно- или многослойным графенами (см. рис. 2). Также, в отличие от случая усиления электромагнитных мод диэлектрического волновода с расположенными в нем оптически накачиваемыми одно- или многослойным графенами, усиление поверхностных плазменных волн уменьшается с увеличением числа слоев графена K в структуре. Причина этого явления в том, что групповая скорость поверхностных плазменных волн сильно зависит от числа слоев графена в структуре (рис. 3) и при малых значениях K на

несколько порядков меньше, чем групповая скорость электромагнитных мод диэлектрического волновода. Кроме того, при некоторых параметрах можно наблюдать наличие обратных волн, когда групповая скорость поверхностных плазменных волн становится отрицательной (рис. 4). Однако вследствие более длинных времен релаксации импульса электронов и дырок в многослойных графеновых структурах по сравнению с эпитаксиально выращенными однослойными графеновыми структурами максимальный коэффициент усиления может быть достигнут в структурах с оптимальным количеством слоев графена (рис. 5).

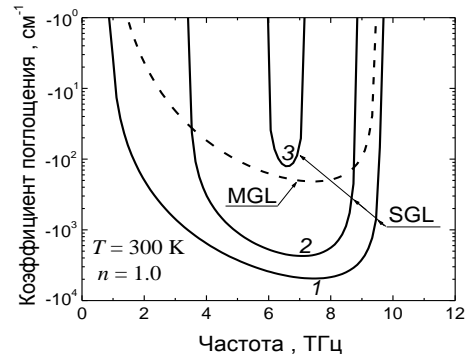


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения поверхностной плазменной волны от ее частоты для одного слоя графена SGL (сплошные кривые, 1 – $\tau = 10$ пс, 2 – $\tau = 1$ пс, 3 – $\tau = 0.54$ пс) и для многослойного графена MGLs (штриховая кривая) с числом слоев $K = 20$, $\tau = 10$ пс. Везде $\epsilon_F^T = 20$ мэВ.

Эффект усиления поверхностных плазменных волн в оптически накачиваемых одно- или многослойных графеновых структурах может быть использован для создания терагерцовых лазеров (с конверсией поверхностных плазменных волн в распространяющиеся в свободном пространстве электромагнитные волны).

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (№ 2289), программ РАН «Современные проблемы радиофизики» и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров».

1. V. Ryzhii, Jp. J. Appl. Phys. (Part 2) **45**, L923 (2006).
2. O. Vafek, Phys. Rev. Lett., **97**, 266406 (2006).
3. V. Ryzhii, A. Satou, and T. Otsuji, J. Appl. Phys. **101**, 024509 (2007).
4. F. Rana, IEEE Trans. Nanotechnol. **7**, 91 (2008).
5. G.W. Hanson, J. Appl. Phys. **103**, 064302 (2008).
6. M. Orlita and M. Potemski, Semicond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2010).
7. V. Ryzhii, M. Ryzhii, and T. Otsuji, J. Appl. Phys. **101**, 083114 (2007).
8. V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, A.A. Dubinov, and V.Ya. Aleshkin, J. Appl. Phys., **106**, 084507 (2009).
9. L.A. Falkovsky and A.A. Varlamov, Eur. Phys. J. B **56**, 281 (2007).
10. L.A. Falkovsky and S.S. Pershoguba, Phys. Rev. B **103**, 064302 (2008).

Plasmonic detection of terahertz radiation in a double-grating-gate transistor structure with an asymmetric unit cell

V.V. Popov¹, D.V. Fateev¹, T. Otsuji², Y.M. Meziani³, D. Coquillat⁴, W. Knap⁴

¹Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), 410019 Saratov.

²Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-Ku, Sendai 980-8577, Japan.

³Dpto. de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pza de la Merced s/n, 37008 Salamanca, Spain.

⁴Laboratoire Charles Coulomb UMR5221, CNRS&Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France.
e-mail: popov_slava@yahoo.co.uk

Hydrodynamic nonlinearities in two-dimensional (2D) electron channels in the field-effect transistor (FET) structures can be used for detection of terahertz (THz) radiation [1]. Terahertz detection response originates from the nonlinear dynamics of 2D electron fluid described by the hydrodynamic equations [1]

$$\frac{\partial V(x,t)}{\partial t} + V(x,t) \frac{\partial V(x,t)}{\partial x} + \frac{V(x,t)}{\tau} + \frac{e}{m^*} E(x,t) = 0, \quad (1)$$

$$e \frac{\partial N(x,t)}{\partial t} - \frac{\partial j(x,t)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

where $E(x,t)$ is the in-plane electric field depending on the time t and coordinate x in 2D electron system (2DES), τ is the electron momentum relaxation time, $j(x,t) = -eN(x,t)V(x,t)$ is the density of induced electric current, $N(x,t)$ and $V(x,t)$ are hydrodynamic electron density and velocity in 2DES, and e and m^* are the electron charge and effective mass, respectively. There are two different nonlinear terms in the system Eqs. (1) and (2): the second term in the Euler equation Eq. (1) describing the nonlinear electron convection in 2D electron fluid and the product $N(x,t)V(x,t)$ defining the current density in the continuity equation Eq. (2). Time average of the nonlinear current yields the detection signal. It should be noted that either of the two nonlinear terms vanishes in the case of uniform oscillating currents flowing in 2DES. Hence, those nonlinearities are related to non-uniform plasma oscillations (either natural plasmon modes or forced plasma oscillations). In principle, the both nonlinear terms can contribute to the detection signal depending on the geometry of the structure and the length of 2D electron channel.

Detection of THz radiation based on plasmonic nonlinearities in the grating-gate FET structure with 2D electron channel has been investigated recently [2–7]. In this type of plasmonic detectors, the grating gate of large area (comparable with typical cross-section area of a focused THz beam) acts as an effective aerial matched antenna and, hence, such device can effectively operate without using supplementary antenna elements. Since THz photoresponse is zero in the grating-gate FET structure with a symmetric unit cell, required asymmetry in the grating-gate FET channel is commonly introduced by applying dc bias current in the FET channel. In this case, the grating-gate FET terahertz detector exhibits a purely photoconductive response [6, 7]. However, strong bias current causes large voltage drop in the long FET chan-

nel and, hence, different unit cells of a large-area grating-gate FET structure have different effective gate voltages. As a result, the net responsivity of the grating-gate FET plasmonic detectors remains quite low (below 50 mV/W [5]). In the FET structure with a periodic grating gate, the electron convection term in the Euler equation [the second term in Eq. (1)] does not contribute to the photoresponse of the entire structure incorporating many dozens of periods because the spatial average of this term over the structure period is zero. Therefore, the only source of hydrodynamic nonlinearity in the periodic structure is the product $N(x,t)V(x,t)$ defining the current density in 2D electron fluid. Then, for relatively small perturbations $N(x,t)$ and $V(x,t)$, the time-independent photoresponse current density is $j_0 = -e \langle N^{(1)}(x,t)V^{(1)}(x,t) \rangle$, where $N^{(1)}(x,t)$ and $V^{(1)}(x,t)$ are the amplitudes of the linear perturbations of the oscillating electron density and velocity, respectively, (i.e., those proportional to the first power of the electric field in 2D channel) and the angular brackets denote the space-time averaging over the spatial period of the structure and temporal period of the oscillating electric field.

In this paper, we calculate the photovoltaic THz response of a double-grating-gate (DGG) FET structure with an asymmetric unit cell (Fig. 1). Lateral shift between two different sub-gratings (having metal fingers of different width) introduces a required asymmetry in the unit cell of the entire DGG-FET structure. We describe the 2DES in the DGG-FET channel by the hydrodynamic equations Eq. (1) and Eq. (2) assuming a rectangular profile of the equilibrium 2D electron density with different electron densities in the 2DES under different sub-grating fingers and different grating-gate openings (see Fig. 1). The equilibrium electron density in 2DES is a periodic function of the coordinate across the DGG fingers (the x -coordinate): $N^{(0)}(x) = N^{(0)}(x+L)$, where L is the DGG period. The electric field of incident THz wave is polarized across the DGG fingers. We solve the Maxwell equations and the hydrodynamic equations Eq. (1) and Eq. (2) self-consistently in a perturbation approach describing the induced THz electric field $E(x,t)$, induced electron-density perturbations, and the electron-velocity perturbations in the 2DES by the series over powers of the external THz electric-field amplitude. To linear order in THz power this yields the photocurrent

$$j_0 = -e \sum_{q \neq 0} N_q^{(0)} V_{0,-q}^{(2)} - 2e \operatorname{Re} \sum_{q \neq 0} N_{\omega,q}^{(1)} \left(V_{\omega,q}^{(1)} \right)^*, \quad (3)$$

where $N_{\omega,q}^{(1)}$, $V_{\omega,q}^{(1)}$ and $N_{0,q}^{(2)}$, $V_{0,q}^{(2)}$ are the amplitudes of the space-time Fourier harmonics of the induced electron density and velocity at the frequency ω of incoming THz radiation and at zero frequency, respectively, and $N_q^{(0)}$ are the amplitudes of the spatial Fourier harmonics of the equilibrium electron density $N^{(0)}(x)$ with $q = 2\pi p / L$ ($p = 0, 1, 2, 3, \dots$) being the reciprocal lattice wavevectors. It is worth noting that $N_{\omega,q}^{(1)}$ and $V_{\omega,q}^{(1)}$ are linear in the electric field amplitude of incoming THz wave, while $N_{0,q}^{(2)}$ and $V_{0,q}^{(2)}$ are proportional to the second power of the electric field amplitude of incoming THz wave in the perturbation approach.

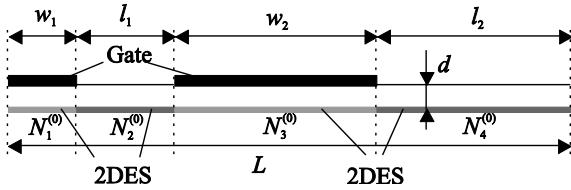


Fig. 1. Schematic view of the double-grating-gate FET structure (one unit cell of the structure is shown). External THz radiation is incident normally from the top

The photocurrent given by Eq. (3) is zero in the grating-gate structure with a symmetrical unit cell. In a 2DES with homogeneous electron density, only the second-sum term survives in the right-hand side of Eq. (3). This term describes the plasmon-driven DC electron drag in the 2DES because every q th summand in this series is proportional to the wavevector of the corresponding Fourier harmonic of the induced electric field in 2D channel [7]. [In a DGG-FET structure with a symmetrical unit cell, the Fourier-harmonics of the electric field having the wave vectors of opposite signs have equal amplitudes and, hence, the net electron drag effect is zero]. The first-sum term arises in Eq. (3) only when the equilibrium electron density in 2DES is spatially modulated along the x -direction. This term originates from the electron convection nonlinear term in the Euler equation Eq. (1). The photocurrent described by this term can be interpreted as a result of the plasma electrostriction effect in 2DES with inhomogeneous electron density [6] since the amplitudes of the space-time Fourier harmonics of the induced electron density and velocity at zero frequency entering the first-sum term in Eq. (3) are proportional to the second power of the electric field amplitude of incoming THz wave.

Calculated photovoltaic THz response of the InGaP/InGaAs DGG-FET with an asymmetric unit cell is shown in Fig. 2. For strong asymmetry ($l_1/l_2 \rightarrow 0$), the photovoltaic THz response increases by a factor of 50. Much greater enhancement of the

THz photoresponse can be achieved in the DGG-FET with an asymmetric unit cell and density modulated 2D electron channel (Fig. 3). Calculations show that the responsivity of the DGG-FET THz plasmonic detector with the aperture area of $80 \times 30 \mu\text{m}$ can exceed 200 V/W .

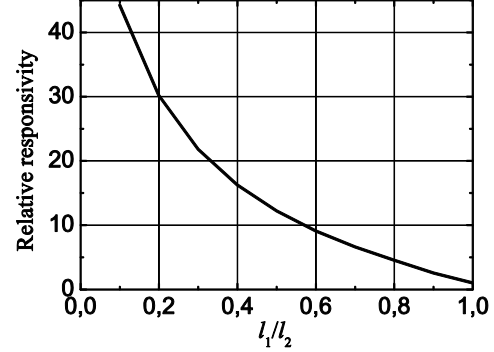


Fig. 2. Calculated relative THz photoresponse of the DGG-FET as a function of the asymmetry factor l_1/l_2 for $N_1^{(0)} = N_2^{(0)} = N_3^{(0)} = N_4^{(0)} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $L = 900 \text{ nm}$, $w_1 = 100 \text{ nm}$, $w_2 = 600 \text{ nm}$, $d = 65 \text{ nm}$, and $\tau = 6.8 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ at frequency 5 THz . The photovoltaic THz response of the DGG-FET is normalized to the photoconductive THz response of a similar DGG-FET with $l_1 = l_2$ for DC bias current density $50 \mu\text{A/mm}$

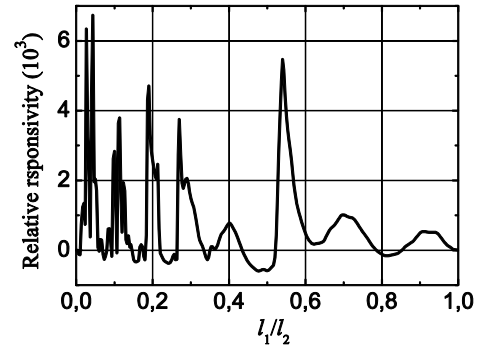


Fig. 3. The same as in Fig. 2 for $N_1^{(0)} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $N_2^{(0)} = N_3^{(0)} = N_4^{(0)} = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ at frequency 7 THz . Series of the peaks corresponds to multiple plasmon resonances in the structure

1. *M. Dyakonov and M. Shur*, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
2. *X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanke, N.E. Harff, J.A. Simmons, M.P. Lilly, J.L. Reno, P.J. Burke, and J.P. Eisenstein*, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
3. *E.A. Shaner, M. Lee, M.C. Wanke, A.D. Grine, J.L. Reno, and S.J. Allen*, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
4. *D. Coquillat, S. Nadar, F. Teppe, N. Dyakonova, S. Boubanga-Tombet, W. Knap, T. Nishimura, Y.M. Meziani, T. Otsuji, V.V. Popov, and G.M. Tsymbalov*, Optics Express **18**, 6024 (2010).
5. *K.V. Maremyanin, D.M. Ermolaev, D.V. Fateev, S.V. Morozov, N.A. Maleev, V.E. Zemlyakov, V.I. Gavrilenko, V.V. Popov, and S.Yu. Shapoval*, Pis'ma v Zh. Tekh. Fiz. (St. Petersburg) **36** (8), 39 (2010) [Tech. Phys. Lett. **36**, 365 (2010)].
6. *G.M. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsymbalov, and V.V. Popov*, Appl. Phys. Lett. **91**, 163507 (2007).
7. *G.M. Aizin, V.V. Popov, and O.V. Polischuk*, Appl. Phys. Lett. **89**, 143512 (2006).

Физика и практические применения графена и гибридных наноструктур на его основе

В.Я. Принц

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, ул. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск.
e-mail: prinz@isp.nsc.ru

Доклад посвящен физике и практическим применениям трехмерных тонкопленочных (многослойных) структур и состоит из двух частей – обзорной и оригинальной.

В работах [1–2] был предложен и реализован подход, позволяющий преобразовывать плоские пленочные структуры толщиной до 2 монослоев в прецизионные трехмерные (3D). Было показано, что эпитаксиальные полупроводниковые, диэлектрические, металлические гетеропленки, для которых хорошо отработана технология выращивания и литографии, могут быть отсоединены от подложки и под действием внутренних механических напряжений контролируемо преобразованы в прецизионные нанотрубки, спирали, полусферы, сложные 3D-структуры и гофрированные системы [1–3]. Минимальные диаметры сформированных трубок – 2 нм, а сформированная нано гофрированная система имела период 10 нм [2].

К настоящему времени в России и за рубежом выполнены десятки разработок приборов и устройств, использующих свойства сформированных трехмерных наноструктур. Приведем несколько примеров: 1) трубчатые лазеры, использующие высокую точность и атомарную гладкость многовитковых трубок с квантовыми точками и двумерным электронным газом [4]; 2) сверхбыстрые анемометры, использующие малую тепловую инерцию тонкостенных трубок, и «умная» система на их основе [5]; 3) нанодвигатели, основанные на спиралеобразной или трубчатой форме оболочек [6–8], и мощные электростатические нанодвигатели, использующие возможность упругого перехода от одной формы оболочек к другой [9]; 4) метаматериалы на основе киральных и других оболочек [10–11]; 5) тонкопленочные сенсоры; 6) нанoinструменты для биологии и медицины [12]; 7) нанопринтер и иглы для туннельных микроскопов [13]. Применения 3D-структур в МЭМС/НЭМС приведены в обзоре [14].

Недостаточная проводимость свободных нанопленок широкозонных полупроводников и отсутствие воспроизводимой технологии выращивания проводящих пленок узкозонных и бесщелевых материалов ограничивает спектр практических применений 3D-наноструктур. В докладе представлен один из путей решения этой проблемы – переход к формированию графеновых и гибридных графен-полупроводниковых 3D-структур, проводимость и свойства которых определяются графеном. Рассмотрены уникальные перестраиваемые электрические и квантовые свойства таких трехмерных наноструктур, в том числе гигантская асимметрия магнитосопротивления, подобная об-

наруженной в работе [15]. Приведены результаты расчета упругих свойств и форм гибридных 3D-нанооболочек [16] и графеновых зондов для работы с живыми клетками [17].

Простейшие полупроводниковые (а, б) и графеновые (г, д) 3D-наноструктуры демонстрируются на рис. 1.

В докладе кратко изложены результаты выращивания графена, формирования и самоформирования графеновых трубок и гофрировок [3, 18]. Представлены новые метаматериалы: 1) «умные» киральные метаматериалы, обладающие гигантской оптической активностью в терагерцовой области [11]; 2) «умные» механические метаматериалы; 3) перестраиваемые массивы прецизионных графеновых эмиттеров [19] и метаматериалов. Рассмотрены возможности производства уникальных наноматериалов с привлечением импринт-нано литографии (Eitre 6 “Obducat”).

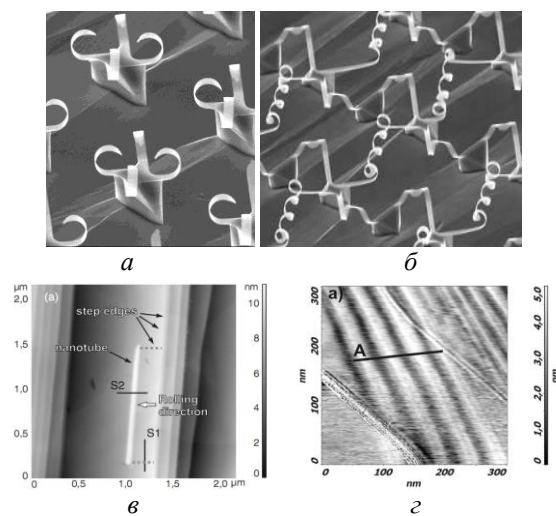


Рис. 1. Простейшие полупроводниковые (а, б) и графеновые (г, д) 3D-наноструктуры

Представлены новые результаты по функционализации графена. Приведены результаты по управляемому обратимому и необратимому переводу многослойных графеновых пленок из проводящего состояния в непроводящее [20, 21]. Представлены физические модели данных процессов и варианты практических применений.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-01390-а, интеграционным проектом СО РАН.

1. Prinz, V.Ya. Free-standing and overgrown In-GaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays / V.Ya. Prinz, V.A. Seleznev, A.K. Gutakovskiy, A. V. Chehovskiy, V.V. Preobrazenskii, M.A. Putyato. and T.A. Gavrilova, // Physica E. 2000. V. 6, № 1–4. P. 828–831.

2. *Prinz, V.Ya.* A new concept in fabricating building blocks for nanoelectronic and nanomechanic devices // *Microelectron. Eng.* 2003. V. 69. P. 466.
3. *Prinz, V.Ya.* Molecularly and atomically thin semiconductor and carbon nanoshells / V.Ya. Prinz, and V.A. Seleznev // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 2007. V. 244, is.11. P. 4193–4198.
4. *Heitman, D.* (editor), *Quantum Materials*, Springer Verlag ; Berlin ; Heidelberg, 2010.
5. *В.А. Селезнев*, Генерация и регистрация возмущений в потоке газа. Формирование массивов микротрубчатых нагревателей и сенсоров / В.А. Селезнев, В.Я. Принц, В.М. Анискин, А.А. Маслов// ПМТФ, 2009; *А.Н. Шиллюк, В.М. Анискин, В.А. Селезнев, В.Я. Принц, А.А. Маслов, Р.С. Матвиенко.* Генерация и регистрация возмущений в потоке газа. Эксперименты с массивами микротрубчатых нагревателей и сенсоров // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 3. С. 112–117.
6. *Zhang L., Abbott J. J., Dong L., Kratochvil B. E., Bell D., Nelson B. J.* 2009 *Appl. Phys. Lett.* 94, 064107.
7. *Mei Y., Huang G., Solovev A., Bermudes E., Monch I., Ding A., Reindl T., Fu R., Chu P. and Schmidt O.G.* 2008 *Adv. Mater.* 20, 4085.
8. *Bell D. J., Dong L., Nelson B. J., Golling M., Zhang L. and Grützmacher D.* 2006 *Nano Lett.* 6, 725.
9. *Принц В.Я.*, Электростатический микро-нанодвигатель: Патент № 2374746 / *Принц В.Я., Принц А.В., Копылов А.В.* // Бюл. 33 от 27.11.2009 г.
10. *Naumova, E.V.* / Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms / E.V. Naumova, V.Ya. Prinz, S.V. Golod, V.A. Seleznev, R.A. Soots and V.V. Kubarev // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2009. V.11.P. 074010
11. *Naumova E.V.* Metamaterials based on precise 3D metal – semiconductor shells / E.V. Naumova, V.Ya. Prinz, S.V. Golod, V.A. Seleznev, and V.V. Kubarev. 2011.
12. *Prinz A. V. and Prinz V Ya.* 2003 *Surf. Sci.* 532–535, 911; *Prinz V. Ya., Golod S. V. and Prinz A. V.* 2008 Patent of Russia No. 2341299.
13. *В.А. Селезнев* Чипы с полупроводниковыми трубками-зондами для сканирующей туннельной микроскопии / В.Я. Принц, И.А. Корнеев // «Нано- и микросистемная техника». 2010. №4 (117). 5–9.
14. *Prinz, V.Y.* 3D heterostructures and systems for novel MEMS/NEMS / V.Y. Prinz, V.A. Seleznev, A.V. Prinz and A.V. Kopylov // *Sci. Technol. Adv. Mater.* 2009. V. 10. P. 034502.
15. *Vorob'ev, A.B.* Giant asymmetry of the longitudinal magnetoresistance in high-mobility two-dimensional electron gas on a cylindrical surface / A.B. Vorob'ev, K.-J. Friedland, H. Kostial, R. Hey, U. Jahn, E. Wiebicke, Ju. S. Yukecheva, and V.Ya. Prinz // *Physical Review B*. 2007. V. 75(20). P. 205309.
16. *Osadchii, V.M.* Quantum confinement in nanocorrugated semiconductor films / V.M. Osadchii and V.Ya. Prinz // *Phys. Rev. B* 2005. V. 72. P. 033313.
17. *Тазиев, Р.М.* 3D гибридные оболочки графен-полупроводник / *Р.М. Тазиев., В.Я. Принц.* 2011.
18. *Копылов, А.В.* Графен-полупроводниковые трубчатые иглы для работы с живыми клетками / А.В. Копылов, В.Я. Принц // *Вестник НГУ. Серия: Физика.* 2010. Т. 5, вып. 1 С. 88–96.
19. *Korneev, I.A.* A new process for fabricating carbon nanotubes / I.A. Korneev, V.A. Seleznev, V.Ya. Prinz, A.E. Zarvin, V.V. Kalyada and N.G. Korobeishchikov // *Proced. of 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*. 2010. P. 343.
20. *В.Я. Принц* Способ формирования графеновых полевых эмиттеров: Патент № 2400858 / *В.Я. Принц Мутилин С.В., Голод С.В.* опубл. 27.09.2010 Бюл. № 27.
21. *Antonova, I.V.* Tunable Properties of Hybrid Graphene Structures / I.V. Antonova, I.A. Kotin, R.A. Soots, V.A. Volodin, V.Ya. Prinz. 2011.
22. *Antonova, I.V.*, Extremely sensitivity of graphene surface for NH₃ adsorption / I.V. Antonova, S.V. Mutilin, V.A. Seleznev, R.A. Soots, V.Ya. Prinz. 2011.

Квантово-каскадный лазер на примесно-зонных переходах в селективно-легированных сверхрешётках Ge/GeSi *p*-типа

Н.А. Бекин¹, Д.В. Козлов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: nbekin@ipm.sci-nnov.ru

В работе теоретически анализируется возможность создания квантово-каскадного лазера на примесно-зонных оптических переходах в сверхрешётках Ge/GeSi *p*-типа. Механизм формирования инвертированного распределения дырок (электронов) подробно описан в работе [1] и основан на использовании эффекта гибридизации подзон благодаря наличию кулоновского потенциала ионизированных примесей. Этот эффект приводит при определенных условиях к короткому времени ионизации основного состояния акцепторов при туннелировании с испусканием фононов по сравнению с временем ухода дырок из вышележащей подзоны. В случае если захват на уровень основного состояния происходит медленнее, чем ионизация примеси, между этим уровнем и вышележащей подзоной, служащей резервуаром дырок, формируется инвертированное распределение.

Была рассмотрена сверхрешётка каскадного лазера Ge/Si_{0.35}Ge_{0.65}, период которой состоит из четырех слоев – узкой и широкой квантовых ям Ge и двух барьерных слоев Si_{0.35}Ge_{0.65}, рис. 1. Предполагалось, что сверхрешётка выращена на виртуальной подложке Ge_{0.93}Si_{0.07}. Середина узкой квантовой ямы селективно легирована бором. Толщины слоев, начиная с инжекционного барьера (нм): 0.9, 2.3, 0.9, 4.6. Цифрами на рисунке пронумерованы волновые функции подзон тяжёлых дырок, играющих ключевую роль в механизме формирования инвертированного распределения. Верхними рабочими уровнями в схеме является участок континуума 3-й подзоны каждого каскада вблизи ее минимума, а нижними – уровни основных состояний акцепторов в узких квантовых ямах (на рисунке не показаны). Энергии 2-й и 3-й подзон, отсчитанные от минимума 1-й подзоны: $E_2 = 37.8$ мэВ, $E_3 = 50.7$ мэВ.

Спектр и волновые функции акцепторов находились в приближении изолированного примесного центра, в рамках теории эффективной массы. Для расчётов использовалась следующая модель. На первом этапе, чтобы оценить энергию связи акцептора в сверхрешётке каскадного лазера, расчёты были сделаны с использованием гамильтониана Латтинжера – Кона для одиночной германиевой квантовой ямы, которая определённым образом моделировала локализацию акцепторных состояний в периоде сверхрешётки. Электрическое поле полагалось равным нулю, композиционный состав барьеров и виртуальной подложки выбирался таким же, как для сверхрешётки каскадного лазера. Толщина квантовой ямы и положение в ней акцептора варьировались, чтобы оценить степень чувствительности энергии связи к

этим параметрам (см. таблицу). Масштаб локализации волновой функции акцептора в вертикальном направлении, управляемый толщиной ямы, выбирался близким к ожидаемому масштабу локализации состояний акцептора в сверхрешётке в приложенном электрическом поле в условиях резонансного туннелирования. А именно, принималась во внимание локализация волновой функции основного состояния акцептора по всему периоду сверхрешётки, что связано с объединением первой подзоны в каждом каскаде с третьей подзоной следующего каскада в инжекционный дублет «1–3'» (см. рис. 1).

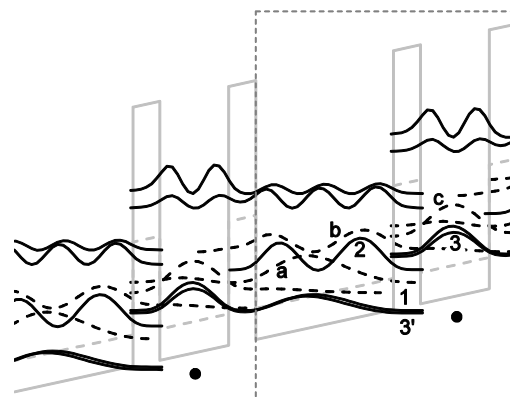


Рис. 1. Зонная диаграмма сверхрешетки каскадного лазера при рабочем напряжении $U = 53$ мВ на период. Сплошными и пунктирными линиями показаны профиль потенциала и квадраты модулей волновых функций подзон тяжёлых и лёгких дырок соответственно. Подзоны тяжёлых дырок нумеруются цифрами, а лёгких – латинскими буквами. Черными кружками отмечены области δ -легирования

Энергия связи акцептора
в одиночной квантовой яме Ge в гетероструктуре
Ge/Ge_{0.65}Si_{0.35}, выращенной на виртуальной подложке
Ge_{0.93}Si_{0.07} (d – толщина квантовой ямы, z_0 – координата
положения акцептора в вертикальном направлении,
отсчитанная от центра квантовой ямы)

Параметры	$z_0 = 0$	$z_0 = d/4$
$d = 2.3$ нм	15.0 мэВ	14.6 мэВ
$d = 7.8$ нм	11.3 мэВ	9.8 мэВ

Анализ задачи и данных таблицы приводит нас к заключению, что энергия связи акцептора в сверхрешётке при рабочем напряжении составляет приблизительно 10 мэВ. В таблице это соответствует толщине квантовой ямы 7.8 нм (длина перио-

да без инжекционного барьера) и несколько смещённому от центра одиночной ямы положению акцептора.

На втором этапе решалась задача о примеси в системе туннельно-связанных квантовых ям, соответствующей одиночному периоду каскадного лазера. Предполагалось, что на структуре падает напряжение, однако вместо гамильтониана Латтинжера – Кона использовался модельный, «однозонный», гамильтониан, т.е. лёгкие и спин-отщеплённые дырки игнорировались. Предполагалось, что спектр параболический, а профиль потенциала и эффективная масса в вертикальном направлении соответствовали зоне тяжёлых дырок. В действительности, однако, непараболичность спектра и смешивание тяжёлых, лёгких и спин-отщеплённых дырок существенно влияют на спектр и волновые функции акцепторных состояний. В данной модели эти эффекты частично учитывались выбором латеральной эффективной массы, $m_L = 0.096m_0$, которая соответствует кривизне закона дисперсии дырок вблизи экстремума нижней подзоны в одиночной яме толщиной 7.8 нм (1-й этап задачи). Расчеты энергий и волновых функций акцепторных состояний в задаче с модельным гамильтонианом и гамильтонианом Латтинжера – Кона проводились методом разложения по волновым функциям электронов (дырок) в квантовых ямах [1, 2].

Слои в системе туннельно-связанных квантовых ям, использованной на 2-м этапе задачи, несколько толще, чем в периоде сверхрешётки, что связано с разными условиями локализации в этих системах. Процедура выбора параметров модельной системы туннельно-связанных квантовых ям с использованием информации об интегралах перекрытия волновых функций описана в работе [3].

Энергия связи акцепторов в описанной модельной задаче зависит от параметров модели: латеральной массы m_L , толщин слоев системы туннельно-связанных квантовых ям, от положения иона примеси. Между тем, сами параметры модели, как, например, масса m_L и толщины слоев системы туннельно-связанных квантовых ям, определяются (фиксируются) из условий задачи, хотя и не вполне однозначно. Третий из перечисленных выше параметров модели – положение иона примеси – находится из условия совпадения энергии связи примеси в модельной задаче с энергией связи акцептора (~ 10 мэВ), найденной на первом этапе задачи.

Один из главных источников погрешности в использованной модели – это замена сверхрешётки каскадного лазера системой туннельно-связанных квантовых ям. Характеристики примесных состояний оказываются чувствительными к изменениям параметров системы связанных квантовых ям. Несмотря на это, подобные модельные расчёты позволяют, во-первых, ответить на вопрос о возможности формирования инвертированного распределения дырок и, во-вторых, оценить возможный коэффициент усиления.

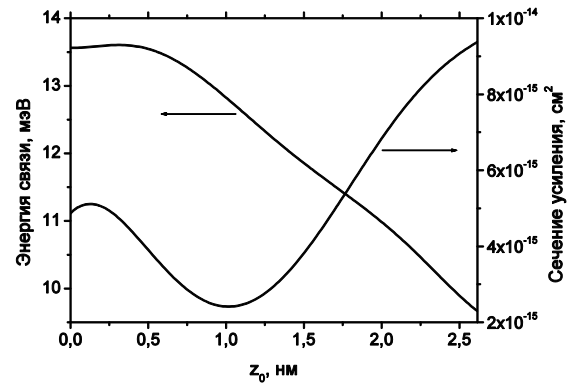


Рис. 2. Энергия связи примеси (левая шкала) и сечение усиления на примесно-зонных переходах (правая шкала) в модельной системе туннельно-связанных квантовых ям в зависимости от положения иона примеси в узкой яме. Координата иона z_0 отсчитывается от центра ямы

Толщины слоев модельной системы квантовых ям, начиная с «инжекционного» барьера: $\text{Ge}_{0.65}\text{Si}_{0.35}$ – 1.2 нм, Ge – 5.2 нм, $\text{Ge}_{0.65}\text{Si}_{0.35}$ – 1.9 нм, Ge – 10.2 нм. Предполагалось, что внутри указанных четырех слоев имелось однородное электрическое поле, соответствующее падению напряжения 51 мВ на этих слоях, а в полубесконечных барьерах $\text{Ge}_{0.65}\text{Si}_{0.35}$, между которыми слои помещены, поле отсутствовало.

Энергия связи примеси и сечение усиления σ на примесно-зонных переходах вблизи красной границы фотоэффекта показаны на рис. 2. Сечение усиления найдено в предположении, что разность чисел заполнения рабочих состояний, Δf , равна единице. Далее, для оценки Δf предположим, что электрон-электронные столкновения максвеллизуют функцию распределения 2D дырок и их эффективная температура составляет 100 К. Коэффициент усиления на длине волны ~ 120 мкм $\alpha = n\alpha\Delta f/d \approx 70 \text{ см}^{-1}$, $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ – концентрация δ -легирования, $\sigma \approx 9 \cdot 10^{-15}$ – сечение усиления, $d = 8.7$ нм – длина периода, $\Delta f \approx 0.14$. При оценках коэффициента усиления не учтены дополнительные каналы транспорта и релаксации, возникающие из-за расщепления зон легких и тяжелых дырок. По оценкам, эти каналы утечки могут уменьшить коэффициент усиления на фактор порядка двух.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-01428), РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951), Федерального агентства по образованию (госконтракт П-1432 в рамках программы "Научные и научно-образовательные кадры России") и совета по грантам при Президенте РФ для поддержки ведущих научных школ (НШ-5249.2010.2).

1. Н.А. Бекин, В.Н. Шастин // ФТП **42**, 622 (2008).
2. V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, D.V. Kozlov // Phys. Stat. Sol. (c) **0**, 687 (2003).
3. N.A. Bekin, S.G. Pavlov // Physica B. **404**, 4716 (2009).

Аномальный эффект Холла и высокотемпературный ферромагнетизм $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ -слоев с высоким содержанием Mn ($x \approx 0.35$)

В.В. Рыльков^{1,3}, Б.А. Аронзон¹, С.Н. Николаев¹, В.В. Тугушев¹, Е.С. Демидов²,
В.В. Подольский², В.П. Лесников², А.С. Веденеев³, S. Caprara⁴

¹ Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182 Москва.

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород.

³ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино.

⁴ SMC-INFM-CNR and Dipartimento di Fisica, Universita di Roma "La Sapienza", piazzale Aldo Moro, 2 - 00185 Roma, Italy
e-mail: vvrylkov@mail.ru

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств магнитных полупроводников (МП) на основе элементов IV группы (Ge и Si), поскольку такие материалы могут быть интегрированы в существующую микроэлектронную технологию и привлекательны для создания устройств спинтроники. В основном полученные результаты (в частности, для $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$) базируются на изучении намагниченности этих материалов, которая может однозначно указывать на наличие спиновой поляризации носителей в однофазных МП. В двухфазных системах (при наличии ферромагнитных кластеров) гистерезис в намагниченности может наблюдаться даже при температурах ≥ 300 К. При этом, однако, эффект Холла может иметь нормальный (линейный) характер, как в немагнитном полупроводнике в отсутствие спиновой поляризации носителей [1].

В данной работе представлены результаты исследования транспортных и магнитных свойств $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ -пленок с содержанием Mn около 35 %, полученных методом лазерного осаждения на Al_2O_3 и GaAs подложках при температурах роста $T_g = 300\text{--}350$ °С. Исследования выполнены при температурах 5–300 К в магнитных полях до 2.5 Тл. Показано, что полученные слои обладают металлическим типом проводимости, демонстрируя слабое изменение намагниченности до температур $T \approx 200$ К. Из измерений намагниченности найдена температура Кюри (T_C) слоев, которая превышает 300 К (рис.1), а также магнитный момент на атом марганца, равный $(0.1\text{--}0.2) \cdot \mu_B/\text{Mn}$, что на порядок превышает магнитный момент для близкого по составу силицида типа Mn_4Si_7 ($\approx 0.012 \mu_B/\text{Mn}$) [2].

Впервые в $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ системе обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), имеющий в области температур ≥ 50 К существенно гистерезисный характер (рис. 2), который не наблюдается в силицидах Mn (слабых зонных ферромагнетиках) типа Mn_4Si_7 с температурой Кюри $T_C \approx 43$ К [3, 4]. При этом для $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Al}_2\text{O}_3$ -образцов знак аномальной компоненты ЭХ противоположен знаку его нормальной компоненты, отвечающей дырочному типу проводимости $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$. Установлено также, что в этом случае аномальная компонента ЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 К, сохраняя гистерезисный характер до

≈ 230 К. Для пленок $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$, полученных на GaAs-подложках, гистерезис в АЭХ практически отсутствует, а его знак оказался положительным. При этом АЭХ в этом случае проявляется на порядок сильнее при $T = 300$ К (рис. 3), а магнитный момент на атом Mn возрастает в несколько раз. Показана корреляция в поведении АЭХ и намагниченности в зависимости от температуры и магнитного поля [4].

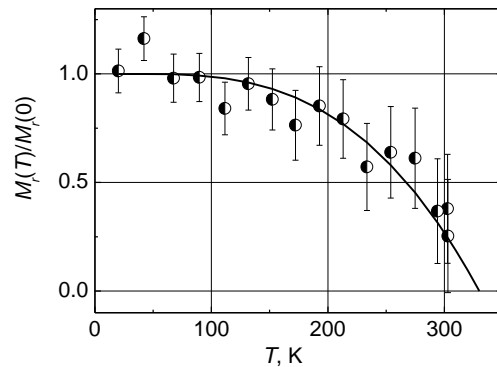


Рис. 1. Температурная зависимость остаточной намагниченности для образца $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Al}_2\text{O}_3$

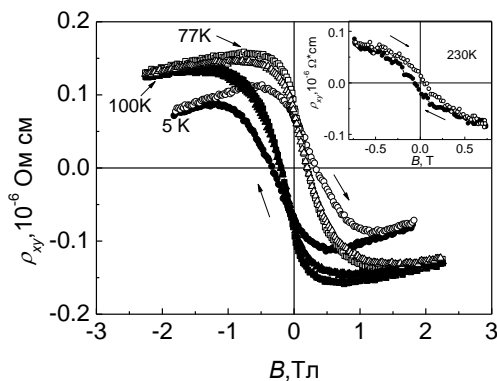


Рис. 2. Магнитолевые зависимости холловского сопротивления для образца $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Al}_2\text{O}_3$ при различных температурах

Сильный ферромагнетизм полученных пленок невозможно объяснить за счет формирования силицидов Mn, поскольку величина T_C последних < 50 К. Мы полагаем, что данный материал не является однофазным, а состоит из магнитных молекулярных кластеров типа MnSi_y , содержащих

междоузельные ионы Mn с локализованным магнитным моментом $\approx(2-3)\mu_B/\text{Mn}$, встроенных в матрицу слабого зонного ферромагнетика (силицида) типа MnSi_{2-x} ($x \approx 0.25$) с делокализованной спиновой плотностью. Исходя из измерений намагниченности, мы оценили концентрацию магнитных кластеров $\approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что составляет (3–5) % от общего содержания Mn. При этом число атомов Si, приходящихся на один междоузельный атом Mn в кластере, оказалось $y \approx 4-5$, что соответствует числу ближайших атомов Si в случае тетраэдрического окружения ими атома Mn в позиции внедрения.

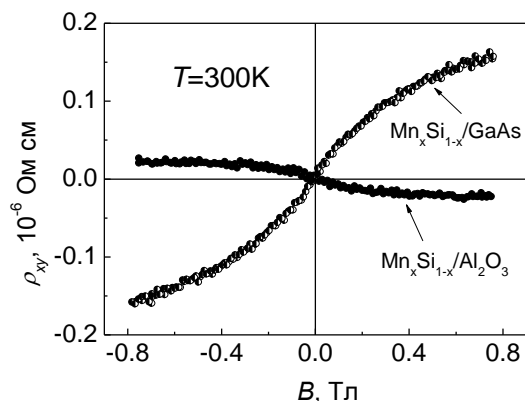


Рис. 3. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления при $T = 300 \text{ K}$ для образцов $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$, приготовленных на подложки из Al_2O_3 и GaAs

Развита модель дальнего ферромагнитного порядка, в которой учитывается возможность упорядочения локальных моментов магнитных кластеров MnSi, при высоких температурах как путем обычного РККИ-обмена через свободные носители, концентрация которых достигает $\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, так и путем обмена через спиновые флуктуации

(парамагноны) матрицы [4, 5]. Последнее фактически приводит к стонеровскому усилению РККИ-обмена и обуславливает возрастание температуры Кюри в $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ -пленках. Показано, что в этих условиях благодаря термическим возбуждениям спиновой плотности ферромагнитный порядок может возникать при температуре, значительно превышающей собственную температуру силицида типа MnSi_{2-x} ($x \approx 0.25$). Оцененные на основе этой модели температуры Кюри согласуются с результатами эксперимента.

Обнаруженные в работе резкое уменьшение сопротивления образцов ниже 40 K и необычное поведение петли гистерезиса АЭХ (вплоть до ее уменьшения с понижением температуры в образце с минимальным содержанием магнитных дефектов) свидетельствуют об эффекте вымораживания спиновых флуктуаций при понижении температуры.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (10-07-00492, 09-07-00290, 09-02-00579, 08-02-01222), РНП ВШ 2.1.1/2833 и ФЦП 02.740.11.0672.

1. В.В. Рьльков, Б.А. Аронзон, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, К.И. Маслаков, В.В. Подольский, ЖЭТФ **127**, 838 (2005).

2. U. Gottlieb, A. Sulpice, B. Lambert-Andron, O. Laborde, Alloys Comp. **361**, 13 (2003).

3. С.Н. Николаев, Б.А. Аронзон, В.В. Рьльков, В.В. Тугушев, Е.С. Демидов, В.П. Лесников, В.В. Подольский, Письма в ЖЭТФ **89**, 707 (2009).

4. B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev, S. Caprara, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R.R. Gareev, N.S. Perov, A.S. Semisalova, Phys. Rev. B (submitted, 2010); Preprint Cond-Mat. No 1012.0715 (2010).

5. V.N. Menshov, V.V. Tugushev, S. Caprara, Eur. Phys. J. B **77**, 337 (2010).

Магнитный полупроводник (Ga,Mn)Sb как перспективный материал для приборов спинтроники

Ю.А. Данилов¹, Б.Н. Звонков¹, А.В. Кудрин¹, О.В. Вихрова¹, С.М. Планкина²,
В.С. Дунаев², А.В. Нежданов², Ю.Н. Дроздов³, М.В. Сапожников³

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

e-mail: danilov@nifti.unn.ru

Важным элементом приборов спинтроники является инжектор спин-ориентированных носителей тока, т.е. область, в которой создается спиновая поляризация носителей и из которой эти носители инжектируются в активную область структуры. К материалу спинового инжектора предъявляется ряд требований, в числе которых совместимость (технологическая и электрическая) с базовой наногетероструктурой, достаточно высокая температура Кюри. Перспективным является использование так называемых разбавленных магнитных полупроводников (РМП), которые представляют собой чаще всего полупроводниковые соединения типа A^3B^5 , сильно легированные (до 5–10 ат. %) магнитной примесью (как правило, Mn). Атомы Mn являются в этих материалах не только акцепторами (так как замещают атомы A^3 в узлах), но и поставляют в них нескомпенсированные магнитные моменты, появление которых обусловлено свойствами незаполненной 3d-оболочки. Общепринята точка зрения [1], что обменное взаимодействие в РМП типа $(A^3, Mn)B^5$ возникает в результате косвенного обмена с участием свободных дырок. Отработана молекулярно-лучевая технология формирования и хорошо исследованы свойства РМП $(Ga, Mn)As$, совместимого с подложками GaAs и обладающего температурой Кюри до 190 К [2]. Другие полупроводники этого типа изучены хуже.

В данной работе представлены результаты исследования свойств слоев $(Ga, Mn)Sb$, сформированных методом лазерного нанесения в кварцевом горизонтальном реакторе. Подложками служили пластины *i*-GaAs с ориентацией (100), а осаждение слоев $(Ga, Mn)Sb$ производилось в потоке водорода и AsH_3 методом периодического поочередного распыления мишеней Mn и нелегированного GaSb импульсами АИГ:Nd-лазера. Температура подложки (T_g) составляла 300 или 400 °С. Содержание Mn в выращенном слое оценивалось по отношению времен распыления $Y_{Mn} = t_{Mn}/(t_{Mn} + t_{GaSb})$. Толщина слоев составляла ≈ 100 нм.

Исследование структур методом рентгеновской дифракции (РД) показало, что как при 400 °С, так и при 300 °С рост слоев GaMnSb является эпитаксиальным (рис. 1). Ширина пика, соответствующего отражению GaSb (002), возрастает при легировании Mn и/или при уменьшении температуры выращивания слоя.

Исследование спектров комбинационного рассеяния света (КРС) показывает, что для слоя GaSb

(без легирования Mn, $T_g = 400$ °С) преобладает пик КРС при 235.9 cm^{-1} , соответствующий продольному оптическому (LO) фонону (рис. 2, кривая 1). Ширина пика на полувысоте = 5 cm^{-1} , что близко к значению для LO-пика в монокристаллическом антимониде галлия. Это свидетельствует о достаточно высоком кристаллическом совершенстве слоя.

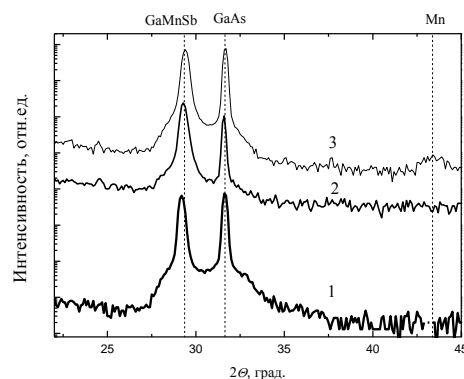


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции (отражение (002)): (1) структуры GaSb/GaAs; (2) и (3) структур GaMnSb/GaAs с $Y_{Mn} = 0.2$ и 0.33 , соответственно.

Наблюдается (рис. 2) также слабый пик при 227.0 cm^{-1} , связанный с поперечным оптическим (ТО) фононом и обусловленный, вероятно, небольшими отклонениями от геометрии обратной дифракции и/или плоскости пластин от (100).

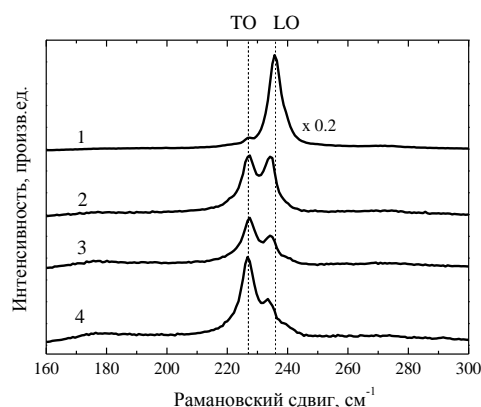


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния выращенных при $T_g = 400$ °С слоев GaSb (1) и GaMnSb с различным содержанием Mn (2 – $Y_{Mn} = 0.2$; 3 – $Y_{Mn} = 0.33$; 4 – $Y_{Mn} = 0.5$).

Легирование марганцем приводит к монотонному уменьшению интенсивности LO-пика и

увеличению интенсивности ТО-пика (рис. 2, кривые 2–4), что качественно согласуется с возрастанием разупорядочения по данным рентгеновской дифракции. Обращает на себя внимание, что с ростом концентрации Mn наблюдается низкочастотный сдвиг LO-пика (до 234 см^{-1}), который коррелирует с ростом слоевой концентрации дырок: от $2.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в нелегированном GaSb до $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в GaMnSb с содержанием марганца $Y_{\text{Mn}} = 0.5$. Возможно участие в этом сдвиге фонон-плазмонного взаимодействия. Аппроксимация лоренцевой функцией спектра КРС показывает появление, кроме LO- и ТО- пиков, особенности, обусловленной рассеянием света на связанных фонон-плазмонных модах.

Исследования электрических свойств слоев GaMnSb проводились в диапазоне $T = 10\text{--}300 \text{ К}$. Слой нелегированного GaSb ($Y_{\text{Mn}} = 0$) имеет дырочный тип проводимости (акцепторное поведение характерно для собственных точечных дефектов GaSb) со значениями слоевой концентрации и подвижности дырок, равными $3.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $150 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, соответственно. Все слои GaMnSb также демонстрировали дырочный тип проводимости во всем интервале температур. При увеличении Y_{Mn} концентрация носителей тока растет, что является следствием как акцепторного характера примеси Mn, так и увеличения количества дефектов акцепторного типа. Для слоев, полученных при $T_g = 400 \text{ }^\circ\text{C}$, увеличение Y_{Mn} от 0.06 до 0.5 приводит к возрастанию слоевой концентрации дырок от $3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ до $2.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. При этом наблюдается уменьшение подвижности дырок от 40 до $7 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, что связано с возрастанием рассеяния носителей тока на ионах примеси и заряженных дефектах. При уменьшении температуры от 300 К до 10 К наблюдается незначительное (порядка 20%) снижение концентрации дырок.

Исследование эффекта Холла показало, что зависимость коэффициента Холла (R_H) от напряженности магнитного поля (H) носит нелинейный характер при легировании слоев атомами Mn. При достаточно высокой концентрации Mn ($Y_{\text{Mn}} \geq 0.33$) зависимость $R_H(H)$ содержит петлю гистерезиса с выходом на насыщение в магнитном поле более 2000 Э. Для слоев GaMnSb, выращенных при $T_g = 400 \text{ }^\circ\text{C}$, петля гистерезиса наблюдается на зависимости $R_H(H)$ вплоть до комнатной температуры. Особенностью аномального эффекта Холла в рассматриваемых слоях GaMnSb является то, что знак слагаемого, соответствующего аномальному эффекту Холла в зависимости $R_H(H)$, может как совпадать со знаком слагаемого, соответствующего нормальному эффекту Холла, так и быть противоположным в зависимости от ростовых параметров слоев GaMnSb. Кроме того, знак слагаемого, ответственного за аномальный эффект Холла, может менять свое значение в зависимости от температуры.

На рис. 3 представлены зависимости $R_H(H)$ при 10 и 290 К для структуры с $Y_{\text{Mn}} = 0.5$ ($T_g = 400 \text{ }^\circ\text{C}$). При температурах ниже 180 К знак аномального эффекта Холла отрицателен, при

температурах выше 180 К знаки аномального и нормального эффекта Холла совпадают. В точке вблизи $T = 180 \text{ К}$ коэффициент аномального эффекта Холла = 0 (см. вставку на рис. 3). Следует отметить, что различие в знаках аномального и нормального эффекта Холла в рассматриваемых слоях GaMnSb (в зависимости от ростовых параметров) может наблюдаться и при комнатной температуре.

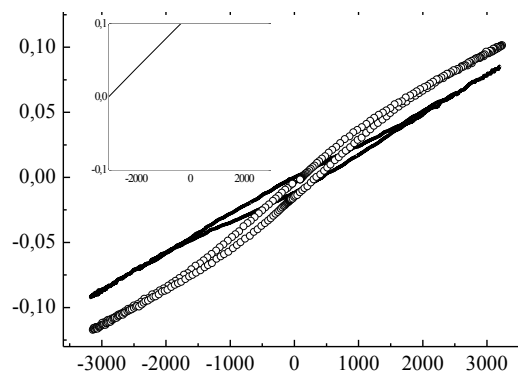


Рис. 3. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при 10 и 290 К для слоя GaMnSb с $Y_{\text{Mn}} = 0.5$. На вставке показана зависимость $R_H(H)$ при 180 К.

В слоях GaMnSb, полученных ранее методом молекулярно-лучевой эпитаксии, наблюдался аномальный эффект Холла различного знака [3]. Авторами этот эффект связывался с тем, что в зависимости от температуры измерений и концентрации носителей тока изменяется положение уровня Ферми относительно максимума плотности состояний подзон (в примесной зоне), соответствующих носителям тока с различной ориентацией спина.

Исследование магнитооптического эффекта Керра при 300 К также обнаружило петлю гистерезиса в зависимости угла поворота плоскости поляризации от H для слоев, выращенных при $400 \text{ }^\circ\text{C}$, и для $Y_{\text{Mn}} \geq 0.2$.

Таким образом, полученный лазерным нанесением GaMnSb является ферромагнитным полупроводником и его можно использовать в качестве спинового инжектора, например, в спиновых светодиодах на основе GaAs.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00645а, проекта РНП 2.2.2/11107, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт П1145).

1. Matsukura, F. III-V Ferromagnetic Semiconductors / F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl // Handbook of Magnetic Materials. V. 14 / ed. K.H.J. Buschow. – Elsevier, 2002. – Chap.1. – P. 1–88.

2. Achieving high Curie temperature in (Ga,Mn)As / M. Wang, R.P. Campion, A.W. Rushforth, K.W. Edmonds, C.T. Foxon, B.L. Gallagher // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V.93. – P. 132103.

3. Manipulation of an unusual anomalous Hall effect in $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ random alloys / M. Eginligil, G. Kim, Y. Yoon, J.P. Bird, H. Luo, B.D. McCombe // Physica E. – 2008. – V. 40. – P. 2104–2106.

Количественный анализ полупроводниковых и магнитных наноструктур в спектроскопии сечения неупругого рассеяния электронов

А.С. Паршин

Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М.Ф. Решетнева,
пр. им. Газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск.
e-mail: aparshin@sibsau.ru

Количественная информация о сечении неупругого рассеяния электронов по потерям энергии в твердом теле играет важную роль в поверхностно-чувствительных методах исследования поверхности, таких как электронная оже-спектроскопия, фотоэлектронная спектроскопия, спектроскопия характеристических потерь энергии электронов и др. Этот параметр определяет среднюю длину неупругого пробега электронов в веществе, фон электронных спектров, вклад поверхностных возбуждений в электронный спектр. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния (производная сечения неупругого рассеяния по потерям энергии) определяется диэлектрической функцией материала и имеет структуру, связанную с возбуждением плазмонов на частоте плазменных колебаний в твердом теле.

Tougaard и Chorkendorff [1] предложили алгоритм вычисления произведения средней длины неупругого пробега электронов λ на дифференциальное сечение неупругого рассеяния $K(E_0, E_0 - E)$, где E_0 – энергия упруго отраженных электронов:

$$\lambda K(E_0, E_0 - E) = \frac{1}{c} \left[j(E) - \int_E^{E_0} \lambda K(E_0, E' - E) j(E') dE' \right], \quad (1)$$

$j(E)$ — экспериментальный спектр, c – площадь упругого пика.

В дальнейшем на основе этого алгоритма был разработан программный пакет QUASES™ XS REELS (Quantitative Analysis of Surfaces by Electron Spectroscopy cross section determined by REELS) [2]. Достоинством этого метода является возможность вычислений этих зависимостей в абсолютных величинах без дополнительных калибровок или нормировок экспериментальных спектров.

Спектры сечения неупругого рассеяния (зависимость произведения средней длины неупругого рассеяния электронов на сечение неупругого рассеяния) могут быть использованы для количественного анализа элементного состава и распределения элементов по глубине тонких слоев.

Для многих материалов значения максимума сечения неупругого рассеяния, соответствующего однократным потерям энергии на возбуждение плазмонов, существенно отличаются. Например, для кремния и железа эти значения отличаются

приблизительно в 2,5 раза. Нами было показано [3], что для композитной структуры Fe_xSi_{1-x} значения максимумов в спектрах сечения неупругого рассеяния линейно зависят от содержания железа в образцах (рис. 1.). Таким образом, по калибровочной кривой, построенной для чистых элементов можно определить концентрацию элементов в однородной композитной структуре.

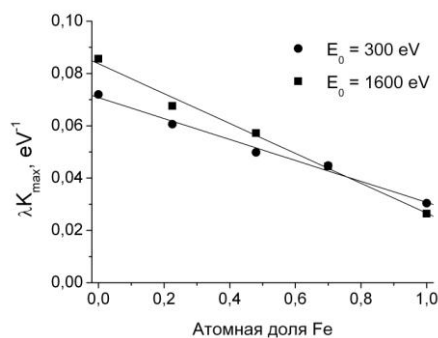


Рис.1. Зависимости λK_{max} для образцов с различным содержанием железа [3]

В работе [4] предложен метод расчета сечения неупругого рассеяния для электрона, нормально падающего из бесконечности на поверхность материала, затем упруго отраженного на некоторой глубине в противоположную сторону и при этом испытавшего за время своего движения внутри твердого тела одно неупругое столкновение. Данная модель опирается на теорию диэлектрического отклика, которая предполагает, что все свойства твердого тела, отвечающие за его взаимодействие с внешними электронами, описываются диэлектрической функцией данного твердого тела.

Комплексная диэлектрическая функция среды, согласно модели Друде – Линдхарда, может быть представлена в виде суперпозиции лоренцовых осцилляторов, каждый из которых имеет свою собственную частоту, силу и коэффициент затухания [5]. Число осцилляторов, частота, сила и коэффициент затухания каждого из них обычно определяют из оптических данных или экспериментов по неупругому рассеянию электронов.

Вклад в итоговое однократное сечение неупругого рассеяния электронов с энергией E по потерям энергии $\hbar\omega$, достигших разных глубин x внутри твердого тела, вычисляется в соответствии с соотношением Пуассона

$$\lambda K_{sc}(E, \hbar\omega) = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} x \exp(-x/\lambda) K_{eff}(E, \hbar\omega, x, \varepsilon) dx, \quad (2)$$

где K_{eff} – сечение неупругого рассеяния, прошедших расстояние x , ε – диэлектрическая функция материала.

Весовая функция $(x/\lambda)\exp(-x/\lambda)$ для разных значений λ энергии электронов приведена на рисунке 2.

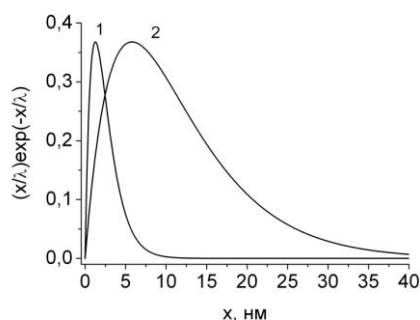


Рис. 2. Зависимости $(x/\lambda)\exp(-x/\lambda)$ для двух средних длин неупругого пробега электронов

Кривая 1 соответствует длине неупругого пробега в SiO_2 при энергии электронов 300 эВ (1,26 нм), кривая 2 – в чистом кремнии при энергии 3000 эВ (5,79 нм) [6]. Основной вклад в сечение неупругого рассеяния отраженных электронов по потерям энергии вносят электроны, испытывающие потери на глубине от поверхности, равной половине длины свободного неупругого пробега электронов. Эта величина существенно меняется с энергией электронов, поэтому, изменяя энергию первичных электронов в спектроскопии сечения неупругого рассеяния электронов, можно получать информацию о распределении элементов по глубине.

Мы разработали ряд компьютерных программ для моделирования сечения неупругого рассеяния электронов в слоистых системах на основе модифицированной модели диэлектрической функции среды [4]. Для двухкомпонентной системы компьютерные расчеты позволяют моделировать спектры сечения неупругого рассеяния отраженных электронов для разных толщин пленки и различного распределения компонентов пленки и подложки на границе раздела пленки и подложки. Сравнение экспериментальных спектров сечения неупругого рассеяния электронов, электронов с расчетными, полученными в результате компьютерного моделирования, позволяют определить толщины пленки и интерфейса и распределение элементов в интерфейсе. Апробация данной методики проведена на системе $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ с резкой по данным эллипсометрических измерений границей раздела между окисной пленкой и границей раздела.

Данная методика была применена для характеристики более сложной системы $\text{Fe}/\text{Si}(100)$, полученной в условиях сверхвысокого вакуума и

твердофазного синтеза. Для удовлетворительного согласия экспериментов и расчетов необходимо было ввести в модель наличие третьего компонента – слоя силицида железа.

Экспериментальный спектр и результаты моделирования сечения неупругого рассеяния для слоя железа толщиной приблизительно 2 нм, нанесенного в условиях сверхвысокого вакуума на подложку $\text{Si}(100)$ при комнатной температуре, приведены на рисунке 3. Наилучшее согласие эксперимента с моделью удалось получить, предположив, что на границе раздела железо – кремний формируется моносилицид железа (кривая 3).

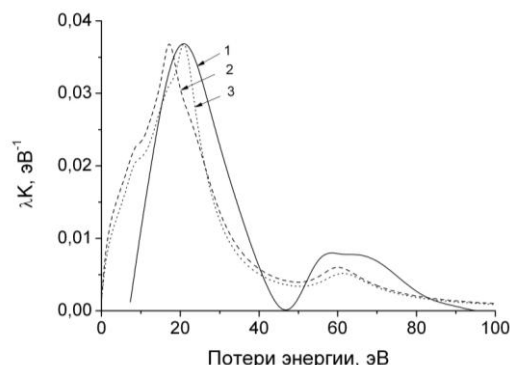


Рис. 3. Экспериментальный спектр сечения неупругого рассеяния электронов для образца А (1) и модельные спектры для резкой границы раздела пленки и подложки (2) и с промежуточным слоем моносилицида (3)

Результаты исследования системы $\text{Fe}/\text{Si}(100)$ показали более высокую чувствительность к содержанию компонент этой наноструктуры по сравнению с традиционными методами анализа в электронной спектроскопии.

Работа выполнена в рамках проекта АВИЦП РНП ВШ 2.1.1/3656, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, Интеграционного проекта СО РАН – ДВО РАН № 22, программы ОФН «Спинтроника».

1. Tougaard S. Differential inelastic electron scattering cross sections from experimental reflection electron-energy loss spectra: Application to background removal in electron spectroscopy / S. Tougaard, I. Chorkendorff // Phys Rev. B. 1987. V. 35, № 13. P. 6570-6577.

2. Tougaard S. [http:// www.quases.com](http://www.quases.com).

3. Паршин А.С. Спектроскопия характеристических потерь энергии отраженных электронов в тонких пленках системы $\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x}$ / А.С. Паршин, Г.А. Александрова, А.Е. Долбак, О.П. Пчеляков, Б.З. Ольшанецкий, С.Г. Овчинников, С.А. Куценков // Письма в ЖТФ. 2008. Т.34, вып. 9. С. 41-48.

4. Yubero F. Model for quantitative analysis of reflection-electron-energy-loss spectra / F. Yubero, S. Tougaard // Phys. Rev. B. 1992. V. 46, № 4. P. 2486-2497.

5. Raether H. Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons Springer Tracts in Modern Physics. / H. Raether. –Berlin ; Heidelberg ; New York : Springer Verlag, 193 p.

6. Tanuma S. Calculations of electron Inelastic Mean Free Paths / S. Tanuma, C.J. Powell, D.R. Penn // Surf. Interface Anal. 1993. V. 21. P. 165-167.

Спиновая релаксация в GaAs с магнитными примесями

И.А. Акимов¹, Г.В. Астахов², Р.И. Джигоев³, В.Л. Коренев³, Ю.Г. Кусраев³, Е.А. Жуков⁴,
Д.Р. Яковлев^{1,3}, М. Байер^{1,3}

¹Physikalisches Institut (EP3), Universitat Wuerzburg, 97074 Wuerzburg, Germany.

²Experimentelle Physik II, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany.

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

⁴Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва.
e-mail: kusrayev@orient.ioffe.ru

Центральной проблемой полупроводниковой спиновой физики является изучение спиновой релаксации. Помимо спин-орбитального взаимодействия важным каналом спиновой релаксации электронов является обменное рассеяние на дырках и на парамагнитных примесях [1]. Эксперименты показывают, что в полупроводниках, легированных донорами, наблюдаются долгие времена спиновой релаксации, а в полупроводниках, легированных акцепторами (или магнитными примесями), спиновая релаксация, в соответствии с теоретическими предсказаниями, заметно усиливается. С практической точки зрения эта ситуация неблагоприятная, так как устройства, основанные на спиновых степенях свободы, предполагают долгие времена спиновой памяти. Поэтому такие полупроводники, как *p*-GaAs, не рассматривались как перспективные материалы для спинтроники. В настоящей работе этот вывод опровергается путем исследования спиновой динамики электронов в эпитаксиальных слоях арсенида галлия, легированного примесью марганца. Эксперимент показывает, что в некоторых случаях магнитная примесь может стабилизировать спиновую поляризацию [2].

Концентрация марганца в исследованных образцах составляла $N_{\text{Mn}} = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образцы были частично компенсированы остаточными донорами с концентрацией около 10^{16} см^{-3} . Марганец в этом случае может находиться в двух зарядовых состояниях: а) нейтральная конфигурация A^0 – примесь марганца с дыркой и б) конфигурация A^- – ионизованная примесь марганца. Для измерения времени спиновой релаксации τ_S и времени жизни τ фотовозбужденных электронов мы использовали эффект Ханле [1] – зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции от поперечного магнитного поля. Уникальность примеси марганца в GaAs состоит в том, что Mn, занимая узлы галлия, является одновременно и акцептором, и парамагнитным центром. Спиновая релаксация в данном случае эквивалентна действию на электронный спин флуктуирующего обменного поля, порожденного спином дырки \vec{J} и парамагнитной примеси \vec{S}_d одновременно: $\hat{H}_{\text{Ex}} = \chi \vec{S}_e \cdot (\vec{J} + \vec{S}_d) = \mu_B g_e \vec{S} \cdot \vec{B}_{\text{eff}}$. Прецессия спина электрона происходит вокруг случайного поля \vec{B}_{eff} с частотой $\omega_f = \mu g_e \vec{B}_{\text{eff}}$ в течение времени корреляции τ_c . Скорость спиновой

релаксации определяется формулой $\tau_S^{-1} = 2 \langle \omega_f^2 \rangle \tau_c / 3$ [3]. Видно, что скорость релаксации электрона зависит от амплитуды флуктуирующего поля и времени корреляции τ_c . Вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне спиновая релаксация дырок очень быстрая. Это приводит к быстрой смене направления и величины случайного поля (короткие τ_c) и, следовательно, к быстрой спиновой релаксации электронов. На рисунке 1 представлены результаты исследования магнитной деполаризации излучения в образцах GaAs:Mn с концентрацией $N_{\text{Mn}} = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

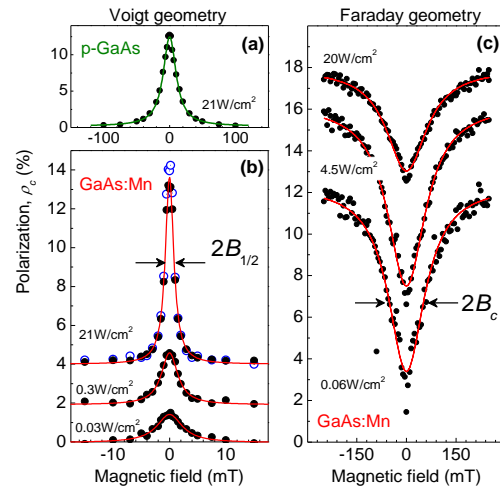


Рис. 1. (а) Кривые Ханле для *p*-GaAs (без Mn, контрольный образец). (б) То же в GaAs:Mn при различных мощностях возбуждения P ; регистрация – 1.41 (закрытые символы) и 1.39 эВ (открытые символы). (с) Подавление спиновой релаксации в продольном магнитном поле (геометрия Фарадея) при $P = 0.06; 4.5$ и 20 Вт/см^2 .

Как видно из рисунка, в объемном *p*-GaAs, легированном магнитными акцепторами (атомами Mn), магнитная деполаризация люминесценции (эффект Ханле) в *sw*-режиме обнаруживает очень узкие полуширины. Это означает, что *p*-GaAs:Mn обладает долговременной спиновой памятью электронов [2]. На рисунке 2 представлены зависимости времени спиновой релаксации в *p*-GaAs:Mn и *p*-GaAs без магнитной примеси от мощности возбуждения. Время спиновой релаксации оказывается на два порядка длиннее, чем в *p*-GaAs, легированном немагнитными акцептора-

ми. Причиной этого эффекта является компенсация флуктуирующих полей, обусловленная антиферромагнитным обменным взаимодействием спинов d -оболочки Mn (спин $S_d = 5/2$) и дырки (с угловым моментом $J = 3/2$).

Для выяснения роли времени корреляции мы исследовали зависимость τ_c от мощности возбуждения. В продольном магнитном поле (геометрия Фарадея) поперечные компоненты флуктуирующего поля, которые приводят к релаксации спина, динамически усредняются при условии $\Delta E_z \tau_c / \hbar \sim 1$ [1], где $\Delta E_z = \mu_B(g_A - g_c)B$, g_A – g -фактор марганца. В результате происходит замедление спиновой релаксации электронов: $\tau_S^* = \tau_S [1 + (B/B_c)^2]$ и соответственно рост поляризации излучения. На рисунке 1, с представлены зависимости поляризации ФЛ от продольного магнитного поля при разных мощностях возбуждения.

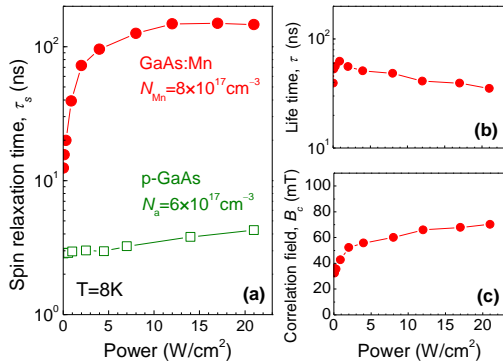


Рис. 2. (а) Время спиновой релаксации электронов в зависимости от мощности возбуждения P в GaAs:Mn ($N_{Mn} = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) (закрытые кружки) и для p -GaAs с немагнитными акцепторами с $N_a = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (открытые квадраты). (б) Время жизни τ и (с) корреляционное поле B_c в зависимости от P для образца GaAs:Mn

Таким образом, время спиновой релаксации в GaAs:Mn оказывается на два порядка длиннее, чем в p -GaAs, легированном немагнитными акцепторами. Сравнение с зависимостями интенсивности ФЛ от мощности возбуждения показывает, что время спиновой релаксации напрямую связано с зарядовым состоянием Mn-акцептора и она является долгой, когда все примеси марганца нейтральны (находятся в конфигурации A^0). Причиной этого эффекта является компенсация флуктуирующих полей, обусловленная антиферромагнитным обменным взаимодействием спинов d -оболочки Mn (спин $S_d = 5/2$) и дырки (с угловым моментом $J_h = 3/2$). Исследования спиновой динамики методом спектроскопии с временным разрешением выявили осцилляции степени круговой поляризации излучения [4]. Частота осцилляций круговой поляризации линейно зависит от магнитного поля и соответствует $g=0.46 \pm 0.02$, то есть электронному g -фактору (см. рисунок 3). Этот эксперимент также показывает, что именно спи-

новая поляризация электронов проводимости ответственна за поляризованную люминесценцию.

В продольном магнитном поле (~ 1 кЭ) спиновая динамика электронов замедляется вплоть до микросекунд, что для p -GaAs получено впервые. Эффект магнитного поля связан с полным подавлением спиновой релаксации по механизму Бира – Аронова – Пикуса. Установлены пределы, до которых может быть подавлена спиновая релаксация электронов. Эксперименты по спектроскопии с временным разрешением подтвердили приведенную выше интерпретацию эффекта подавления спиновой релаксации.

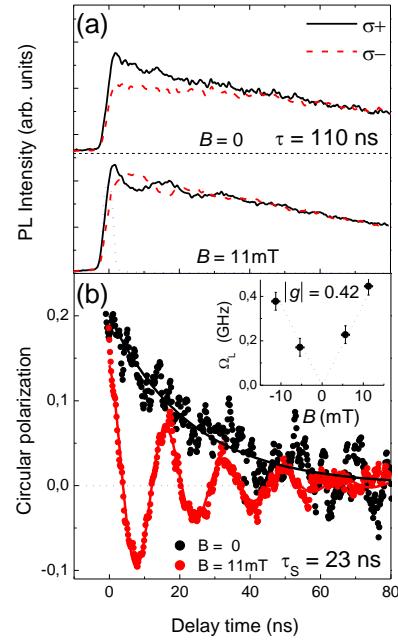


Рис. 3. (а) Зависимость интенсивности ФЛ (оптический переход донор – Mn-акцептор) от времени при возбуждении циркулярно поляризованными импульсами σ^+ (сплошные линии) или σ^- (пунктир), энергия квантов лазера 1.560 эВ. (б) Зависимость степени круговой поляризации от времени. Сплошные линии – подгонка. На вставке показана частота прецессии Ω_L в зависимости от магнитного поля. Линии – линейная подгонка с $|g|=0.42 \pm 0.02$

В заключение отметим, что наблюдаемое уменьшение скорости спиновой релаксации в полупроводниках, легированных магнитными примесями, расширяет возможности их применения.

1. Оптическая ориентация / под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Мейера, Ленинград, Наука, 1989.
2. G. V. Astakhov, R. I. Dzhiyev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, M. N. Tkachuk, Yu. G. Kusrayev, T. Kiessling, W. Ossau, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **101**, 076602 (2008).
3. M. I. Dyakonov and V. I. Perel, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 65, 362 (1973) [Sov. Phys. JETP **38**, 177 (1974)].
4. I.A. Akimov, R.I. Dzhiyev, V.L. Korenev, Yu.G. Kusrayev, E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, Phys. Rev. B **80**, 081203 (R), (2009).

Аномальный магнетизм наноматериалов на основе оксида ванадия

С.В. Демишев¹, А.Л. Чернобровкин¹, В.В. Глушков¹, А.В. Григорьева², Е.А. Гудилин²,
Т.В. Ищенко¹, Х. Ота³, Н.Е. Случанко¹, Н.А. Самарин¹, А.В. Семенов¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва.

² Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 119991, Москва.

³ Университет Кобе, Кобе, 657-8501, Япония.

e-mail: demis@lt.gpi.ru

В последнее время наноматериалы на основе оксида ванадия VO_x привлекают внимание исследователей как с точки зрения различных практических приложений, так и в качестве объектов, обладающих необычными магнитными свойствами. Например, многостенные VO_x -нанотрубки (VO_x nanotubes, NT) при легировании литием и йодом обнаруживают переход в ферромагнитное (ФМ) состояние с высокими температурами Кюри $T_c \sim 400\text{--}450\text{ K}$ [1]. Для приготовления VO_x -NT, как правило, используется методика гидротермальной обработки пентоксида ванадия V_2O_5 в присутствии различных органических соединений, таких как длинноцепочечные амины и спирты [2]. Существенно, что путем варьирования условий синтеза (время гидротермической обработки, pH среды [2]) данная методика позволяет получать морфологически различные наноматериалы с общими фрагментами (мотивом) структуры. Таким образом, представляет интерес сравнительное исследование магнитных свойств наночастиц с близкими мотивами структуры на основе оксида ванадия, результаты которого могут пролить свет на природу аномального магнетизма в VO_x -NT.

В настоящей работе помимо нанотрубок VO_x -NT исследовались нанослои (VO_x -NL, набор из 6-9 деформированных плоскостей VO_x , разделенных органическим темплатом) и наностержни (VO_x -NR). Полученные наноматериалы были охарактеризованы с помощью рентгеноструктурного анализа, рентгенофазового анализа и электронной микроскопии. Микрофотографии VO_x -NR, VO_x -NL и VO_x -NT приведены на рис. 1. Степень окисления ванадия, дающая соотношение между концентрациями ионов V^{4+} и V^{5+} , определялась по спектрам рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии. Для исследования магнитных свойств использовались высокочастотный (60 ГГц) ЭПР и сквид-магнитометрия.

ЭПР-спектры VO_x -NR, VO_x -NL и содержат единственную линию с температурно-независимым g -фактором $g \approx 1.95 \pm 0.02$, соответствующую парамагнитным ионам V^{4+} . Помимо этой линии в случае VO_x -NT в спектрах наблюдалась дополнительная линия, обусловленная вкладом от V^{4+} - V^{4+} АФМ-димеров. Эта особенность подробно проанализирована в [3, 4], и далее мы рассмотрим только динамическую восприимчивость ионов V^{4+} .

Полученные данные по динамической магнитной восприимчивости $\chi_d(T)$ для парамагнитной подсистемы V^{4+} удобно проанализировать с по-

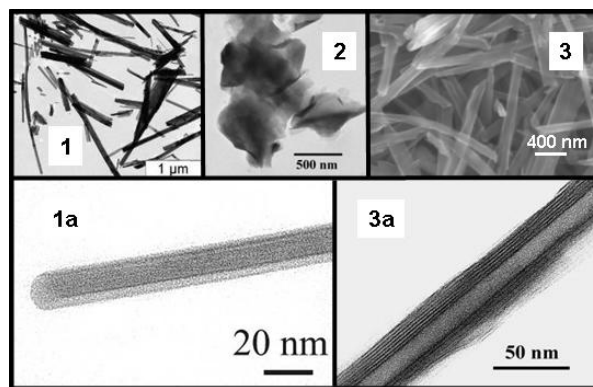


Рис. 1. Электронные микрофотографии наночастиц на основе оксида ванадия: 1, 1а – наностержни (VO_x -NR); 2 – нанослои (VO_x -NL); 3, 3а – нанотрубки (VO_x -NT).

мощь закона Кюри – Вейсса $\chi_d(T) = C/(T - \theta)$. Результат представлен на рис. 2, $a-c$ в координатах $\chi_d^{-1} = f(T)$. Видно, что для наностержней (рис. 2, a) для $T > T_c \sim 110\text{ K}$ имеет место температурная зависимость $\chi_d(T)$ ФМ-типа с $\theta_{\text{FM}} = 63\text{ K}$, сменяющаяся ниже T_c на зависимость АФМ-типа с $\theta_{\text{AF}} = -12\text{ K}$. Такой ФМ-АФМ-кроссовер сопровождается увеличением константы Кюри в 2.7 раза для $T < T_c$ (прямые 1 и 2 на рис. 2, a). Поскольку g -фактор и, следовательно, величина магнитного момента иона V^{4+} не изменяется с температурой (рис. 2, b), то из данных рис. 3, a вытекает, что при $T \sim T_c$ происходит существенное изменение концентрации магнитных центров. При этом области ФМ-корреляций ($T > T_c$) соответствует меньшая концентрация магнитных центров по сравнению с низкотемпературной АФМ-областью ($T < T_c$).

В случае VO_x -NL, в отличие от VO_x -NR, во всем исследованном температурном диапазоне наблюдается температурная зависимость $\chi_d(T)$ АФМ-типа с $\theta_{\text{AF}} = -30\text{ K}$ (рис. 2, b). При этом наблюдаемые для $T < 50\text{ K}$ отклонения от закона Кюри – Вейсса связаны с переходом на степенную асимптотику $\chi_d(T) \sim 1/T^\xi$ с $\xi = 0.87 \pm 0.02$, аналогичную зависимости, обнаруженной в [4] для образцов VO_x -NT. Известно, что такая зависимость соответствует образованию фазы Гриффитса и, на наш взгляд, свидетельствует о разбиении системы на магнитные кластеры при низких температурах.

Как следует из рис. 2, c образцы VO_x -NT демонстрируют как ФМ-АФМ-кроссовер с $\theta_{\text{FM}} = 92\text{ K}$ и $\theta_{\text{AF}} = -36\text{ K}$, сопровождающийся ростом константы Кюри при $T < T_c$ в 7 раз, так и низкотемпературное отклонение от закона Кюри – Вейсса, связанные с выходом на степенную асимптотику с

показателем степени $\xi=0.78\pm 0.02$. Таким образом, в магнитном поведении нанотрубок прослеживаются черты общие и с наностержнями, и с нанослоями.

Сравним теперь динамическую восприимчивость с полной статической восприимчивостью $\chi_s(T)$, измеряемой с помощью сквид-магнитометра. Из данных рис. 3 следует, что в исследуемых образцах помимо осциллирующего магнитного вклада χ_d существует дополнительный магнитный вклад χ_b , так что $\chi_s(T)=\chi_d(T)+\chi_b(T)$. Наиболее простой вид χ_b имеет в случае нанослоев, где $\chi_b(T)=\text{const}>0$ (рис. 3, a). Для нанотрубок аналогичное условие выполняется в области $T>\theta_{\text{FM}}$, в узкой окрестности $T\sim\theta_{\text{FM}}$ происходит смена знака $\chi_b(T)$, и при $T<\theta_{\text{FM}}$ функция $\chi_b(T)$ вновь выходит на постоянное значение $\chi_b(T)=\text{const}<0$ (рис. 3, b). Отметим, что как для $\text{VO}_x\text{-NL}$, так и для $\text{VO}_x\text{-NT}$ абсолютная величина χ_b оказывается существенно меньше χ_d и χ_s .

Мы предполагаем, что в данном случае вклад χ_b имеет ван-флековскую природу и поэтому не дает вклада ЭПР, где проявляется только спиновая часть полной восприимчивости.

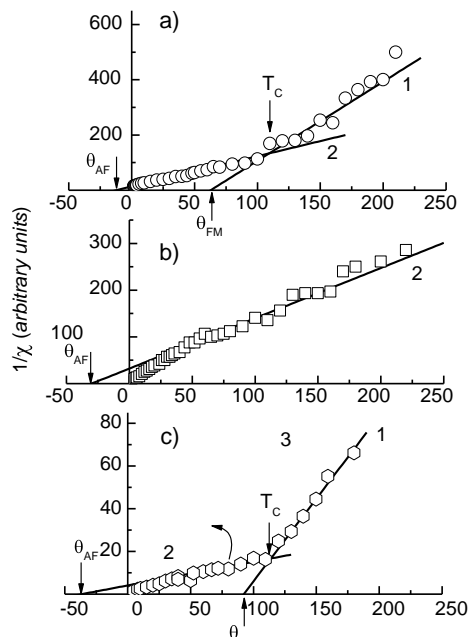


Рис. 2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости наночастиц на основе оксида ванадия: a – наностержни ($\text{VO}_x\text{-NR}$); b – нанослои ($\text{VO}_x\text{-NL}$); c – нанотрубки ($\text{VO}_x\text{-NT}$). Светлыми точками обозначены данные, соответствующие χ_d . Сплошные линии соответствуют зависимостям Кюри – Вейсса ферромагнитного (1) и антиферромагнитного (2) типов.

В случае $\text{VO}_x\text{-NR}$ χ_b оказывается сравнимой с χ_s во всем исследованном температурном диапазоне, причем при θ_{FM} функция $\chi_b(T)$ имеет излом и в области $T<\theta_{\text{FM}}$ происходит резкое увеличение вклада χ_b при понижении температуры (рис. 3, c). Такое поведение нельзя объяснить ван-флековской поправкой и, по-видимому, у $\text{VO}_x\text{-NR}$ оба

члена, и χ_d и χ_b , имеют спиновую природу. Интересно, что поскольку спиновый парамагнетизм в рассматриваемых соединениях обусловлен ионами $V^{4+}(S=1/2)$, то наличие двух магнитных вкладов, только один из которых вносит вклад в ЭПР, указывает на то, что в $\text{VO}_x\text{-NR}$ ионы V^{4+} находятся в различных спин-флуктуационных состояниях. В рамках этой гипотезы наиболее сильным спиновым флуктуациям будет отвечать квазиферромагнитный вклад χ_b в намагниченность образца.

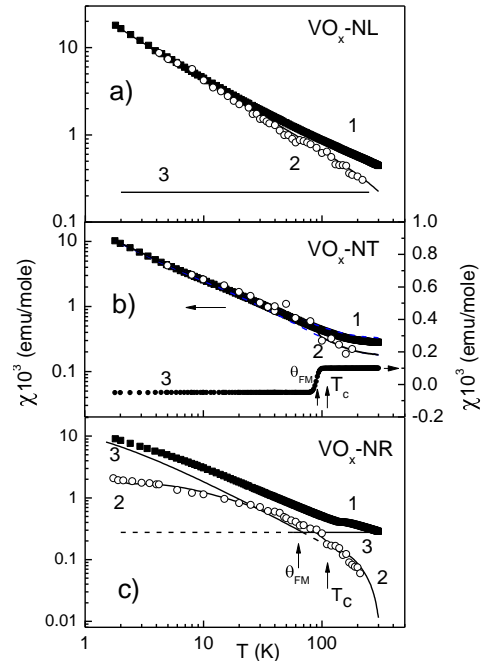


Рис. 3. Сравнение статической и динамической восприимчивостей: a – нанослои ($\text{VO}_x\text{-NL}$); b – нанотрубки ($\text{VO}_x\text{-NT}$); c – наностержни ($\text{VO}_x\text{-NR}$). Светлыми точками обозначены данные ЭПР, соответствующие χ_d . 1 – χ_s , 2 – расчет χ_d , 3 – χ_b .

Полученные в настоящей работе данные показывают, что для исследуемых наноматериалов характерен набор необычных магнитных свойств, включающий эффект ФМ-АФМ-кроссовера и резкое изменение неосциллирующего вклада в полную восприимчивость в окрестности парамагнитной температуры θ_{FM} .

Работа поддержана государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантами РФФИ 07-03-00749-а, 07-03-12182-офи, 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

1. L. Krusin-Elbaum, D. M. Newns, H. Zeng et al. Nature, **431**, 672 (2004).
2. А.В. Григорьева, А.В. Аникина, А.Б. Тарасов и др. ДАН Химия, **410**, 482 (2006).
3. С.В. Демисhev, А.Л. Чернобровкин, В.В. Глушков и др. Письма в ЖЭТФ, **91**, 12 (2010).
4. S.V. Demishev, A.L. Chernobrovkin, E.A. Goodilin et al. Phys. stat. sol. (RRL), **2**(5), 221 (2008).

Магнитные свойства VO_x-аэрогеля

С.В. Демишев¹, А.Л. Чернобровкин¹, В.В. Глушков¹, Т.В. Ищенко¹, А.В. Кузнецов²,
Н.Е. Случанко¹, Н.А. Самарин¹, А.В. Семенов¹, С.В. Балахонов³, Б.Р. Чурагулов³,
Е.А. Гудилин³

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва.

² Московский инженерно-физический институт, Каширское шоссе, 115409 Москва.

³ Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 119991, Москва.

e-mail: demis@lt.gpi.ru

Аэрогели можно рассматривать как своеобразный композит, состоящий из нанометровых доменов твердого вещества и связывающих их пор. Благодаря такой уникальной комбинации вещества и полостей аэрогели обладают рядом интересных физико-химических свойств, включающих высокую площадь удельной поверхности, устойчивость наноразмерного вещества по отношению к коалесценции или агломерации, низкую плотность, способность молекулярных реагентов проникать сквозь массив аэрогеля посредством быстрого массопереноса через объем протяженных мезопор.

С точки зрения практических применений в настоящее время аэрогели рассматриваются как совершенно новый класс электрохимических материалов. При этом с точки зрения электрохимических приложений одним из наиболее перспективных считается аэрогель на основе оксида ванадия VO_x. Вместе с тем различные наноматериалы на основе оксида ванадия обнаруживают целый ряд необычных магнитных свойств, включающих ферромагнетизм с температурами Кюри 400–450 К [1], димеризацию [2–4] и явление ФМ-АФМ-кроссовера [4]. При этом магнитные свойства VO_x-аэрогелей до сих пор исследованы не были.

В настоящей работе сообщается об исследовании статических и динамических магнитных свойств VO_x-аэрогеля методами сквид-магнитометрии и высокочастотного (60 ГГц) ЭПР. Измерения проводились в интервале температур 4.2–300 К в магнитном поле до 8 Тл. Образцы были синтезированы методом сверхкритической сушки. В качестве прекурсора использовался ксерогель на основе пентоксида ванадия V₂O₅·nH₂O. В качестве растворителей использовались ацетон, *n*-гексан, а также комбинация этих веществ. Пористость исследованных аэрогелей составляла ~20 м²/г. Структура образцов исследовалась методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии. Из приведенной на рисунке 1 микрофотографии видно, что образец аэрогеля образует сотоподобную структуру с размером крупной поры ~3–10 мкм, а VO_x-слои, образующие соты, имеют гофрировку с размером складки ~100–500 нм. Исходя из данных рентгеноструктурного анализа, можно было заключить, что VO_x-домены имеют структуру, аналогичную фазам VO₂ или V₆O₁₃, однако с несколько нарушенным соотношением ионов V⁴⁺/V⁵⁺. По спектрам рентгеновской фотоэмиссии была определена сте-

пень окисления ванадия, составившая $\xi = +4.46$. Таким образом, исследованные образцы содержат близкие количества магнитных ионов V⁴⁺ ($S=1/2$) и немагнитных ионов V⁵⁺.

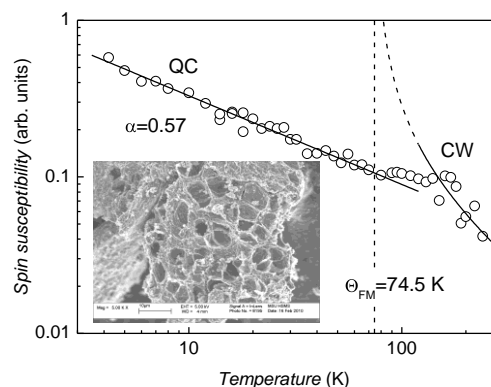


Рис. 1. Динамическая спиновая восприимчивость VO_x-аэрогеля по данным ЭПР.

Рассмотрим вначале данные ЭПР. Найдено, что спектры резонансного магнитопоглощения у VO_x-аэрогеля образованы одной линией с температурно-независимым *g*-фактором $g = 1.96$, соответствующим ионам V⁴⁺ в различных VO_x-наноматериалах [3, 4]. При этом ширина линии ЭПР в аэрогеле уменьшается на ~40% при понижении температуры от 300 К до 4.2 К. Наиболее интересной оказывается температурная зависимость интегральной интенсивности, пропорциональной осциллирующей части спиновой восприимчивости χ_D подсистемы ионов V⁴⁺ (см. рис. 1). В области высоких температур $T > 150$ К χ_D описывается законом Кюри – Вейсса ферромагнитного типа с $\Theta_{FM} \sim 74$ К (участок CW). При понижении температуры происходит трансформация формы кривой $\chi_D(T)$ и для $T < 90$ К температурная зависимость спиновой восприимчивости оказывается степенной, $\chi_D \sim 1/T^\alpha$ с $\alpha = 0.57$ (участок QC). Обращает на себя внимание, что аномальная степенная зависимость χ_D наблюдается у VO_x-аэрогеля в широком диапазоне, где температура изменяется в ~20 раз. Мы предполагаем, что такое необычное поведение является следствием возникновения квантового критического режима, обусловленного беспорядком, и связано с магнитной неоднородностью VO_x-аэрогеля на нанометровой шкале. В рамках такого сценария при $T < \Theta_{FM}$ у VO_x-аэрогеля происходит не переход в обычную ферромагнитную

фазу с дальним магнитным порядком, а образуется фаза Гриффитса, состоящая из ферромагнитных спиновых кластеров, характеризующихся различными константами обмена J . Понижение температуры приводит к «сканированию» по распределению J и увеличению магнитного отклика, связанного с кластерами с корреляциями, более сильными по сравнению со средним значением [5, 6]. В результате формируется степенной закон магнитной восприимчивости с показателем степени α , зависящим от функции распределения J [6].

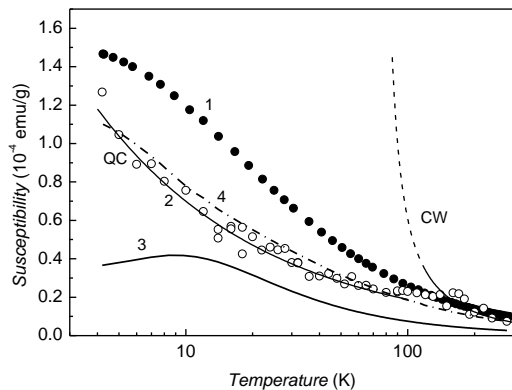


Рис. 2. Статическая (1) и динамическая (2) магнитные восприимчивости VO_x аэрогеля. Приведены также не осциллирующий магнитный вклад (кривая 3) соответствующий закону Боннера-Фишера и разность между кривыми 1 и 3 (штрихпунктирная линия 4). Для удобства сравнения показаны те же асимптотики CW и QC, что и на рис. 1.

Проанализируем теперь данные по статической магнитной восприимчивости χ_S , измеренной с помощью сквид-магнитометра, и сравним ее с динамической восприимчивостью χ_D . Найдено, что у VO_x -аэрогеля осциллирует только часть полной намагниченности образца, что видно из сопоставления кривых $\chi_S(T)$ и $\chi_D(T)$ (см. рис. 2, кривые 1 и 2 соответственно). Таким образом, в исследуемом образце $\chi_S(T) = \chi_D(T) + \chi_B(T)$, где $\chi_B(T)$ соответствует магнитному вкладу, не дающему сигнала ЭПР. Как следует из рис. 2, температурная зависимость $\chi_B(T)$ должна быть немонотонной, поэтому для ее аппроксимации была использована восприимчивость $\chi_{BF}(T)$, следующая из модели Боннера – Фишера (BF) для квазиодномерной цепочки спинов. При этом наилучшее согласие с экспериментом при низких температурах $T < \Theta_{\text{FM}}$ было достигнуто для случая бесконечной изинговской цепочки с антиферромагнитным взаимодействием (рис. 2, кривая 3). Разность кривых 1 и 3 (штрихпунктирная линия 4 на рис. 2) удовлетворительно описывает форму кривой

$\chi_D(T)$ в исследованном температурном диапазоне, за исключением переходной области $T \sim 100$ К. Таким образом, для оценки абсолютной величины $\chi_D(T)$ можно воспользоваться условием $\chi_B(T) \approx \chi_{BF}(T)$ и в итоге найти значение константы Кюри для высокотемпературной области $T > \Theta_{\text{FM}}$: $C_m = 2.69 \cdot 10^{-3}$ emu·K/g.

Если предположить, что химическая формула аэрогеля имеет вид V_yO_x , то степень окисления будет даваться выражением $\xi = 2x/y = 5 - a$, где a – относительная доля магнитных ионов ванадия в 4+-зарядовом состоянии. Для относительной доли ионов V^{4+} , дающих вклад в закон Кюри – Вейсса, находим $n(\text{V}^{4+}) = ya\alpha = y(5 - \xi)(1 - \epsilon)$, где параметр ϵ задает долю спинов в квазиодномерных цепочках. При этом из данных рис. 2 следует оценка $\epsilon \sim 0.02$. Используя стандартное выражение для константы Кюри в молярных единицах $C_m m(\text{V}_y\text{O}_x) = N_A \mu_B^2 g^2 S(S+1) n(\text{V}^{4+}) / 3k_B$ и учитывая, что молекулярная масса $m(\text{V}_y\text{O}_x)$ дается выражением $m(\text{V}_y\text{O}_x) = y \cdot m_V + x \cdot m_O$, где m_V и m_O – атомные массы ванадия и кислорода соответственно, приходим к уравнению относительно ξ : $C^*(z - \xi/2) = 5 - \xi$. В последней формуле $z = m_V/m_O$ и $C^* = 3k_B C_m m_O / N_A \mu_B^2 g^2 S(S+1)(1 - \epsilon)$. Расчет для экспериментальных значений C_m , g и ϵ дает $\xi = 4.35$ в разумном согласии с данными, полученными из обработки спектров рентгеновской фотоэмисии.

Выполненная оценка может рассматриваться в качестве подтверждения предложенной нами процедуры разделения магнитных вкладов у VO_x -аэрогеля. Таким образом, мы можем заключить, что VO_x -аэрогель при низких температурах, по видимому, обладает сложной магнитной структурой, образованной спиновыми кластерами и квазиодномерными цепочками. При этом для спиновых цепочек должны быть характерны значительные спиновые флуктуации, препятствующие наблюдению связанного с ними сигнала ЭПР.

Работа поддержана государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантом РФФИ 09-03-01122-а.

1. L. Krusin-Elbaum, D. M. Newns, H. Zeng et al. Nature, **431**, 672 (2004).
2. E. Vavilova, et al., Phys. Rev. B **73**, 144417 (2006)
3. S.V. Demishev, et al., Phys. Stat. Sol. (RRL), **2**(5), 221 (2008).
4. С.В. Демисhev, А.Л. Чернобровкин, В.В. Глушков и др. Письма в ЖЭТФ, **91**, 12 (2010).
5. R.B. Griffiths, Phys. Rev. Lett., **23**, 17 (1969).
6. A.J. Bray, Phys. Rev. Lett., **59**, 586 (1987).

Влияние частоты ультразвука на процесс многоволнового рассеяния рентгеновских лучей от динамической поверхностной решетки

В.И. Пунегов¹, Д.В. Рощупкин²

¹Коми Научный центр УрО РАН, 167982, Сыктывкар.

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Черноголовка.
e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Приборы на основе поверхностных акустических волн (ПАВ) представляют собой наиболее удобное и эффективное решение для высокочастотных компонент в современных коммуникационных системах благодаря их стабильности, надежности и компактности. Такие приборы находят широкое применение в промышленности, экологии и медицине. Кроме того, ПАВ используется в рентгеновской оптике для создания динамических дифракционных решеток на поверхности кристалла.

Уравнения динамической дифракции в кристалле, промодулированном ПАВ [1], учитывают взаимодействие между дифракционными и проходящими волнами в пределах отдельного дифракционного порядка, а также взаимодействие между рентгеновскими полями разных сателлитов. Поэтому в общем случае рентгеновская дифракция на акустической поверхностной решетке представляет собой многоволновое рассеяние.

Задача многоволновой рентгеновской дифракции является существенно более сложной, чем двухволновое приближение, и требует больших вычислительных затрат для количественного анализа рентгеновского рассеяния на кристалле с ПАВ. Поэтому требуется исследовать критерии, согласно которым эффектами многоволнового рассеяния при возбуждении ПАВ в кристалле можно пренебречь.

Система уравнений, описывающая дифракцию рентгеновских лучей от кристалла, промодулированного ПАВ, например для n -го дифракционного порядка, может быть записана в обозначениях [1] виде

$$\begin{cases} \frac{\partial E_0^n}{\partial z} = ia_0 E_0^n + ia_{-h} f \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m hu_0(z) E_h^{n+m}, \\ -\frac{\partial E_h^n}{\partial z} = i(ba_0 - q_z) E_h^n + ia_h f \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m hu_0(z) E_0^{n+m}. \end{cases} \quad (1)$$

Эти уравнения получены для гармонической латеральной модуляции [1]. Наличие суммы в правой части уравнений (1) указывает на то, что для углового положения основного максимума или определенного сателлита, например, с номером n , имеет место не только динамическое взаимодействие проходящей и отраженной волны данного дифракционного порядка, но и околное взаимодействие с волнами других сателлитов.

Аналогичные уравнения в двухволновом приближении запишутся как

$$\begin{cases} \frac{\partial E_0^n}{\partial z} = ia_0 E_0^n + ia_{-h} f J_n hu_0(z) E_h^n, \\ -\frac{\partial E_h^n}{\partial z} = i(ba_0 - q_z) E_h^n + ia_h f J_n hu_0(z) E_0^n. \end{cases} \quad (2)$$

Система (2) по своей структуре совпадает с хорошо известными уравнениями Такаги. Отличие состоит лишь в том, что вместо экспоненциальных множителей поля атомных смещений в (2) стоят функции Бесселя соответствующих порядков. Именно эти функции, зависящие от градиента затухания ультразвуковой волны вглубь кристалла, отвечают за формирование профиля КДО брэгговского пика и сателлитных максимумов.

Для численных расчетов система уравнений (2) преобразуется в нелинейное дифференциальное уравнение типа Риккати, по виду совпадающее с уравнением Топена:

$$i \frac{\partial Q_h^n}{\partial z} = a_{-h} f J_n hu_0(z) Q_h^n^2 + a_0(1+b) - q_z Q_h^n + a_h f J_n hu_0 z \quad (3)$$

где $Q_h^n = E_h^n / E_0^n$.

На основе уравнений (1) и (3) проведено моделирование кривых дифракционного отражения (КДО) нулевого и первого сателлитов от $127^\circ Y'$ -среза кристалла LiNbO_3 в зависимости от длины волны ультразвука. Все вычисления выполнены для (104) отражения σ -поляризованного рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda = 0.954 \text{ \AA}$, что соответствует энергии рентгеновских квантов 13 кэВ.

В численном моделировании толщина кристалла составляла 100 мкм, при этом расчетная КДО от такой пластины в точности совпадала с дифракционным спектром от модели полубесконечного кристалла. Для того чтобы показать, как влияет частота ультразвука на процесс многоволнового рассеяния на кристалле, промодулированном ПАВ, рассмотрены два случая: случай А – частота ультразвука $f_s = 423 \text{ МГц}$ (длина волны модуляции $\Lambda = 9 \text{ мкм}$, сателлитные пики в обратном пространстве располагаются друг от друга на расстоянии 0.7 мкм^{-1}) и случай В – $f_s = 211 \text{ МГц}$ ($\Lambda = 18 \text{ мкм}$, сателлитные пики в обратном пространстве располагаются друг от друга на расстоянии 0.35 мкм^{-1}). При расчетах КДО на основе системы уравнений (1) учитывалось взаимодействие рентгеновских волн десяти сателлитов.

КДО основного максимума и первого сателлита показаны на рис. 1. В случае А профиль КДО основного максимума (нулевого дифракционного порядка) без учета эффектов многоволнового рассеяния в точности совпадает с кривой Дарвина (рис. 1, *a*). Многоволновое взаимодействие между сателлитами фактически не изменяет центральную часть КДО, однако на «хвостах» появляются всплески интенсивности. Пики первого сателлита по двум алгоритмам расчетов практически совпадают, если не брать во внимание небольшую разницу в интенсивностях (рис. 1, *б*).

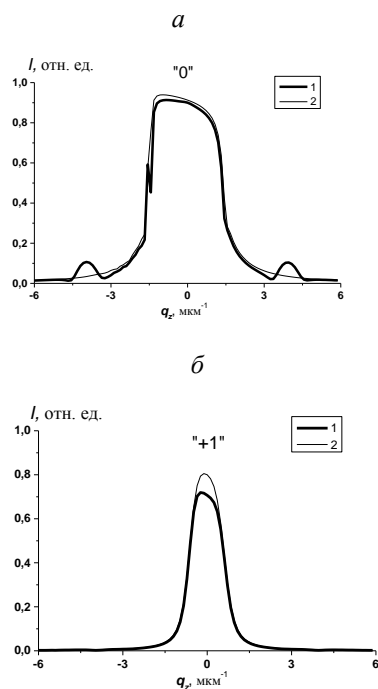


Рис.1. КДО основного максимума (*a*) и первого (*б*) сателлита с учетом (жирная линия 1) и без учета (тонкая линия 2) многоволнового рассеяния. Частота ультразвука $f_s = 423$ МГц

В случае В расчеты КДО с учетом и без учета эффектов многоволнового рассеяния существенно отличаются. В отсутствие взаимодействия волн соседних сателлитов форма дарвиновской кривой основного дифракционного пика практически сохраняется, в то время как учет этого взаимодействия изменяет эту форму и расщепляет профиль КДО на три максимума (рис. 2, *a*). Первые дифракционные сателлиты отличаются как по профилю, так и по значению пиковой интенсивности (рис. 2, *б*).

Моделирование дифракционных кривых показало, что в численных расчетах динамической дифракции от 127° Y'-среза кристалла LiNbO_3 , промодулированного ПАВ, эффектами многоволнового рассеяния можно полностью пренебречь при частотах ультразвука, превышающих 650 МГц. Установлено, что влияние многоволнового рассеяния усиливается с уменьшением частоты акустической волны, то есть с увеличением периода модуляции. В низкочастотном ультразвуковом диапазоне дифракционные сателлиты располагаются в обратном пространстве близко друг к

другу, так что при определенных угловых положениях кристалла «хвосты» КДО соседних порядков накладываются друг на друга, тем самым усиливают эффекты многоволнового рассеяния.

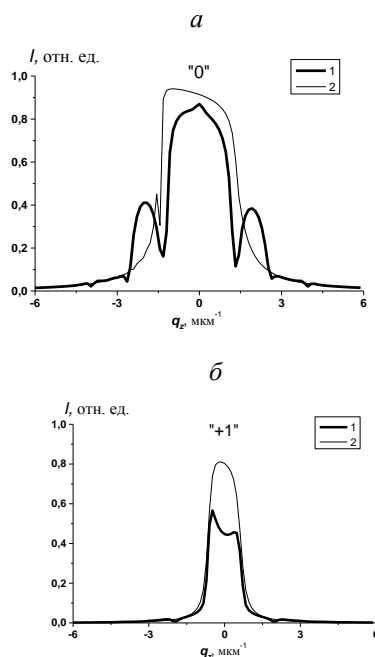


Рис. 2. КДО основного максимума (*a*) и первого (*б*) сателлита с учетом (жирная линия 1) и без учета (тонкая линия 2) многоволнового рассеяния. Частота ультразвука $f_s = 211$ МГц

На рис. 3 показаны расчетные и экспериментальные КДО главного пика от кристалла LiNbO_3 с ПАВ.

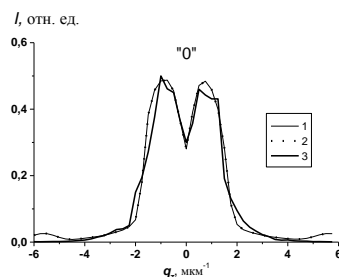


Рис. 3. КДО от кристалла с ПАВ, частота ультразвука 952 МГц. 1 и 2 – расчет без и с учетом эффектов многоволнового рассеяния; 3 – экспериментальная КДО

Таким образом, для количественного анализа рентгеновского рассеяния от кристалла, промодулированного ПАВ с частотой ультразвуковых колебаний 952 МГц вполне достаточно использовать двухволновое приближение и вычисления производить с помощью уравнения (3), тем самым уменьшая временные вычислительные затраты на два-три порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00445-а)

1. Punegov V.I. Coherent and diffuse X-ray scattering in crystals modulated by surface acoustic wave / V.I. Punegov, Ya.I. Nesterets, V.D. Roshchupkin // J. Appl. Cryst. 2010. V. 43. P. 520-530.

Применение реактивного ионно-лучевого травления для коррекции формы рентгеновских зеркал

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, Е.Б. Клюенков, А.И. Каськов, М.И. Кузнецов, И.М. Нефедов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Введение. В последние годы для фокусировки жесткого рентгеновского излучения все более широко применяются многослойные цилиндрические зеркала, составленные из них скрещенные системы Киркпатрика – Байеза. Ранее для изготовления таких зеркал применялся метод упругого изгиба стеклянных пластин [1]. Этот метод имеет два недостатка. Во-первых, точность изготовленных этим методом поверхностей недостаточна для многих появляющихся в последнее время задач. Во-вторых, согласно методике [1], упруго изогнутое стекло в дальнейшем для сохранения формы приклеивается к массивному стеклу. После того как клей затвердевает, система освобождается от внешней нагрузки и остается в напряженном состоянии. С течением времени из-за старения клея форма поверхности может заметно изменяться.

Свободным от этих недостатков является метод реактивного ионно-лучевого травления (РИЛТ). Главная особенность метода состоит в том, что при травлении на глубину до нескольких микрон, микрошероховатость исходно гладкой на атомном уровне поверхности не развивается, а остается на том же уровне. Метод РИЛТ позволяет получать свободную от напряжений и примерно на порядок более точную форму поверхности, по сравнению с методом упругого изгиба.

В работе описана установка травления, изучены зависимости скорости травления от основных параметров процесса, проведены эксперименты по коррекции формы образца из стекла.

Установка травления. Травление образца из стекла осуществлялось сфокусированным плазменным пучком на установке, описанной в [2, 3], дополненной устройством перемещения образца. Главными узлами установки травления являются разрядная камера (источник плазмы), камера травления и система формирования плазменного пучка, состоящая из выходной щели и электрода смещения, на который подается ВЧ-напряжение 1,5 кВ (рис. 1).

Источником плазмы является цилиндрический резонатор, в котором СВЧ-излучение магнетрона поддерживает газовый разряд в 50 % смеси аргона с фреоном. Плазма инжектируется в камеру травления через узкую металлическую щель в торцевой стенке резонатора, расположенную вдоль оси x . Ширина щели – 5 мм, длина – 60 мм. Щель выполняет несколько функций. Во-первых, она позволяет снизить давление в камере травления по сравнению с разрядной камерой более чем на порядок, поскольку напуск газа идет в разрядную

камеру, а откачка идет из камеры травления. Это позволяет исключить разряд в камере травления. Во-вторых, наличие щели позволяет значительно уменьшить толщину осаждающейся из разряда фторуглеродородной пленки. При давлениях менее 10^{-2} Па пленка практически полностью исчезает. В-третьих, система щель – электрод смещения работает как электростатическая цилиндрическая собирающая линза. Зона травления в области фокусировки представляет собой длинную узкую область шириной на полуглубине около 1 мм и длиной около 50 мм. Вдоль зоны скорость травления постоянна с точностью 5 % на длине 40 мм и менее 1 % на длине 20 мм [3].

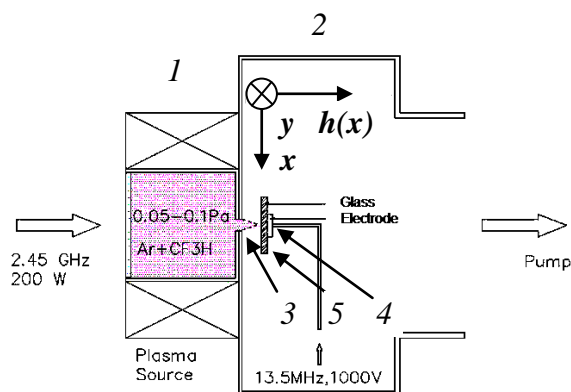


Рис. 1. Схема установки реактивного ионно-лучевого травления. 1 – разрядная камера; 2 – камера травления; 3 – щель, расположенная вдоль оси x ; 4 – электрод смещения; 5 – образец

Оптимальные параметры травления. В работе [3] исследовались зависимости скорости травления от основных параметров процесса – давления в камере травления, напряжения смещения и времени травления.

Показано, что травление следует проводить в интервале давлений $p = 0,0075–0,01$ Па. В этом диапазоне скорость травления максимальна и практически отсутствует осаждаемая из разряда фторуглеродородная пленка, наличие которой существенно меняет условия травления.

Установлено, что с ростом напряжения смещения скорость травления растет, при $U = 1200$ В достигает насыщения и далее практически не меняется. Работать целесообразно при напряжениях $U = 1400–1500$ В. При больших напряжениях в камере травления зажигается разряд.

Одной из важнейших характеристик процесса травления является стабильность процесса во вре-

мени. Установлено, что скорость травления уменьшается в 1,8 раза в течение первых 20 минут и далее в течение 5 часов не меняется.

Процесс травления. Перед проведением процесса травления образец в виде стеклянной пластины предварительно цилиндрически изгибался методом термопластического изгиба так, чтобы форма направляющей полученной поверхности была близка к расчетной. Уравнение расчетной направляющей – участок эллипса $h_p = b/a \cdot \sqrt{a^2 - x^2}$ ($a = 240$ мм, $b = 4,55$ мм) в диапазоне $x \in (-170 \text{ мм}, -115 \text{ мм})$. Измерение формы образца проводилось на оптическом стенде [1, 2]. Измерялась зависимость локального угла наклона направляющей от ее ординаты, из которой после интегрирования получали уравнение исходной направляющей $h(x)$ (точность измерений $dh/dx = 0,02$ миллирадиана). Далее, зная зависимости $h_p(x)$ и $h(x)$, проводили компьютерное моделирование процесса травления [4, 5], в результате которого получали закон движения исходной поверхности относительно зоны травления $t = t(x)$ (t – время травления в точке x), при котором разность направляющих $D(x)$ стравленной $h_m(x)$ и расчетной $h_p(x)$ поверхности не превышает $D(x) = |h_m - h_p| \leq 0,2$ мкм. Для уменьшения негативного воздействия на процесс возможного неконтролируемого изменения скорости травления, процесс, во-первых, разбивается на большое количество N циклов. Соответственно, в каждом цикле закон движения будет иметь вид $t^*(x) = t(x)/N$. Во-вторых, процесс травления целесообразно проводить в несколько стадий. На каждой стадии нужно проводить измерения формы стравленной поверхности и при необходимости корректировать закон движения для удаления оставшегося материала.

Для проведения травления образец помещался в камеру травления так, чтобы образующая исходной поверхности была параллельна оси y (см. рис. 1). Образец перемещался при помощи шагового двигателя, управляемого компьютером, вдоль оси x по рассчитанному закону движения. Отметим, что образец почти плоский (стрелка прогиба порядка 0,1 мм). По этой причине из-за кривизны условия фокусировки и профиль травящего пучка не меняются вдоль оси x .

Динамика процесса травления представлена на рис. 2. Кривая 1 – разность между исходной и расчетной направляющей поверхности. Видно, что отклонение исходной кривой от расчета достигает 5 мкм. Травление шло в четыре этапа. На каждом этапе проводилось измерение направляющей стравленной поверхности и коррекция закона движения образца. Кривые 2–5 – разность между направляющими стравленной и расчетной поверхности за 120, 240, 520 и 560 минут соответственно, видно последовательное приближение формы к расчету.

Кривая 5 соответствует расчетной точности изготовления поверхности $D(x) = |h_m - h_p| \leq 0,2$ мкм.

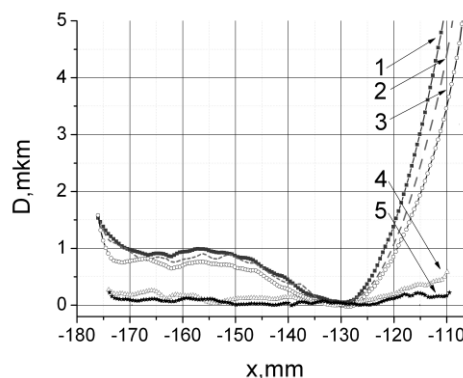


Рис. 2. Направляющие исходной поверхности (кривая 1) и поверхности после травления в течение 120, 240, 520 и 560 минут (кривые 2, 3, 4 и 5 соответственно) за вычетом расчетной направляющей

Выводы. Разработана автоматизированная установка РИЛТ. Определены оптимальные параметры процесса травления. Показано, что представленная методика позволяет получать цилиндрические поверхности с отклонением формы направляющей от расчета менее 0,2 мкм, что примерно в три раза лучше точности метода упругого изгиба.

Работа поддержана РФФИ, проект 10-02-00597.

1. Ахсахалян, А.А. Изготовление цилиндрических поверхностей методами термопластического и упругого изгиба стеклянных пластин / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, В.А. Муравьев, А.И. Харитонов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2002. №1. С.51-54.

2. Ахсахалян, А.Д. Применение реактивного ионно-лучевого травления для корректировки формы поверхности рентгеновских зеркал / А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков, М.И. Кузнецов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов, Н.И. Чхало // *Матер. совещания «Рентгеновская оптика-2008»*. Черногловка, 2008. С. 26-28.

3. Ахсахалян, А.А. Возможности коррекции формы рентгеновских зеркал методом реактивного ионно-лучевого травления / А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, Д.Г. Волгунов, М.В. Зорина, Е.Б. Ключенков, А.И. Каськов, М.И. Кузнецов, Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов // *Матер. Совещания «Рентгеновская оптика-2010»*. Черногловка, 2010 г., С. 81-83.

4. Ахсахалян, А.Д. Компьютерное моделирование процесса травления для получения поверхности заданной формы / А.Д. Ахсахалян, И.М. Нефедов // *Матер. совещания «Рентгеновская оптика-2010»*. Черногловка, 2010. С. 95-97.

5. Ахсахалян, А.Д. Компьютерное моделирование и оптимизация процесса травления цилиндрических зеркал / А.Д. Ахсахалян, М.В. Зорина, И.М. Нефедов, А.И. Харитонов // *Матер. симпозиума «Нанопластика и наноэлектроника»*. Нижний Новгород, 2011.

Пьезоэлектрический кристалл $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$: синтез, структурное совершенство, пьезоэлектрические и акустические свойства

Д.В. Рошупкин¹, Д.В. Иржак¹, О.А. Плотичина¹, Р.Р. Фахртдинов¹, О.А. Бузанов²,
А.П. Сергеев³

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка.

²ОАО «ФОМОС-Материалс», Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва.

e-mail: rochtch@iptm.ru

Развитие телекоммуникационных систем, основанных на использовании поверхностных акустических волн для передачи и обработки информации в режиме реального времени, требует поиска новых перспективных пьезоэлектрических материалов, обладающих высоким значением коэффициента электромеханической связи и хорошими температурными свойствами. В последние годы уделяется большое внимание кристаллам группы лантангаллиевого силиката, которые обладают уникальными акустическими свойствами (ряд срезов кристалла обладает нулевыми температурными коэффициентами при относительно больших значениях коэффициентов электромеханической связи). В последние годы нами были проведены исследования кристаллов лангасита $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и лангатата $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$, которые сейчас становятся базовыми материалами для акустоэлектроники [1–2].



Рис. 1. Кристалл CTGS, выращенный вдоль оси *c* методом Чохральского

В настоящем докладе нами предложен и исследован новый пьезоэлектрический материал из группы лантангаллиевого силиката: пятикомпонентный кристалл $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ (CTGS). Кристалл был синтезирован методом Чохральского (рис. 1). Методом порошковой дифрактометрии были определены параметры элементарной кристаллической ячейки: $a=8.10730 \text{ \AA}$, $c=4.98190 \text{ \AA}$ (рис. 2).

Кристалл CTGS обладает пространственной группой симметрии 32 и имеет соответственно только две независимые пьезоконстанты d_{11} и d_{14} . Для группы симметрии 32 основными акустическими срезами являются *Y*- и *X*-срезы.

Для исследования акустических свойств кристалла CTGS был использован метод трехкристальной рентгеновской дифрактометрии на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом (Bruker D8 Discover, излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$). Схема экспери-

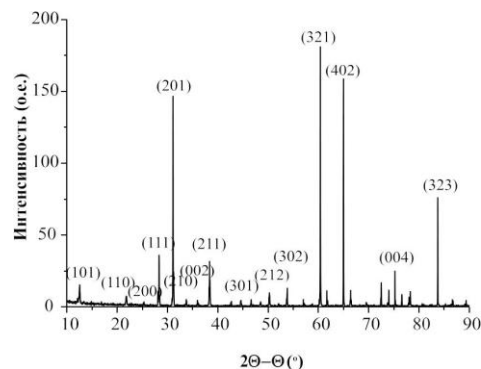


Рис. 2. Дифрактограмма кристалла CTGS.

мента схематично представлена на рис. 3. Для монохроматизации рентгеновского излучения были использованы два монохроматора Ge(220) с двукратным отражением в схеме Бартера. После монохроматора рентгеновское излучение под углом Брэгга падает на исследуемый кристалл CTGS, промодулированный поверхностной акустической волной (ПАВ). Дифрагированное излучение падает на кристалл-анализатор Ge(220) с двукратным отражением и затем регистрируется сцинтилляционным детектором. Для возбуждения ПАВ с длиной волны $\Lambda = 8 \text{ мкм}$ на поверхности *Y*- и *X*-срезов кристалла CTGS методом фотолитографии были сформированы встречно-штыревые преобразователи (ВШП). Распространение ПАВ в кристалле приводит к синусоидальной модуляции кристаллической решетки и соответственно к появлению дифракционных сателлитов на кривой качания. Угловая расхожимость между дифракционными сателлитами определяется как

$$\Delta\Theta = d/\Lambda, \quad (1)$$

где d – межплоскостное расстояние, Λ – длина волны ПАВ. На рис. 4 представлены кривые качания *Y*-среза кристалла CTGS, полученные в отсутствие модуляции и при модуляции кристалла ПАВ (амплитуда входного ВЧ-сигнала на ВШП $U = 10 \text{ В}$). Анализ дифракционных спектров на основе определения частоты возбуждения ПАВ, при которой на кривой качания появляются дифракционные сателлиты, позволил однозначно определить резонансную частоту возбуждения ПАВ с длиной волны $\Lambda = 8 \text{ мкм}$, которая составила $f_0 = 346.5 \text{ МГц}$. Определив частоту возбуждения ПАВ, мы однозначно определяем скорость распространения ПАВ в *Y*-срезе кристалла CTGS $V = f_0 \cdot \Lambda = 2772 \text{ м/с}$. Угловая расхожимость ме-

жду дифракционными сателлитами на кривой качания составляет $\Delta\Theta = 0.005^\circ$, что соответствует расчетному значению, полученному из выражения (1). На рис. 5 представлена трехмерная карта распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности, полученная при амплитуде входного сигнала на ВШП $U = 10$ В. На карте можно наблюдать интенсивный нулевой брэгговский пик, вокруг которого расположены дифракционные сателлиты. В отличие от кристалла лангасита в СТГС не удается добиться погасания дифракционных сателлитов, что связано с тем, что глубина проникновения рентгеновского излучения в кристалл превышает глубину проникновения ПАВ. В данной ситуации имеет место процесс динамической дифракции, когда рентгеновское излучение дифрагирует как на акустически промодулированном кристалле, так и на не промодулированном кристалле.

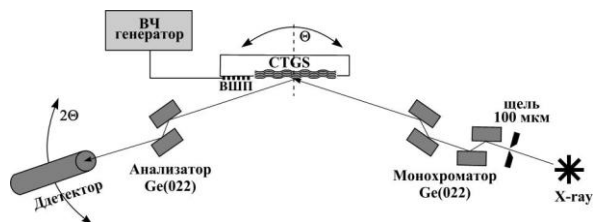


Рис. 3. Схема трехкристального рентгеновского дифрактометра

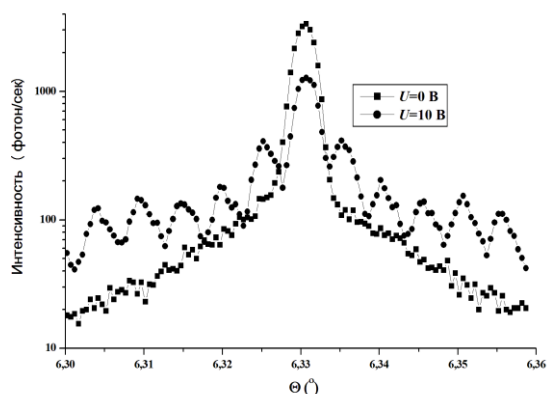


Рис. 4. Кривые качания Y-среза кристалла СТГС в отсутствие акустической модуляции ($U = 0$ В) и при модуляции кристалла ПАВ ($U = 10$ В)

На рис. 6 представлена карта распределения по поверхности кристалла рентгеновской интенсивности, дифрагированной в $m = 2$ дифракционный сателлит (рис. 5). Максимальная дифрагированная интенсивность (темный цвет) соответствует распространению акустического волнового поля в Y-срезе кристалла СТГС вдоль оси X.

Аналогичные исследования были выполнены для X-среза кристалла СТГС, в котором скорость распространения ПАВ составила $V = 2800$ м/с. В отличие от кристалла LGS в X-срезе кристалла СТГС не наблюдается снос потока акустической энергии, что делает данный материал привлекательным для акустоэлектроники.

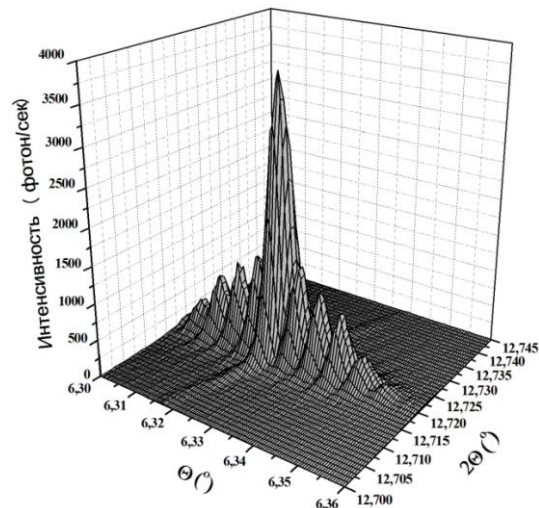


Рис. 5. 3D-распределение рентгеновской интенсивности, дифрагированной на Y-срезе кристалла СТГС, промодулированном ПАВ ($U = 10$ В)

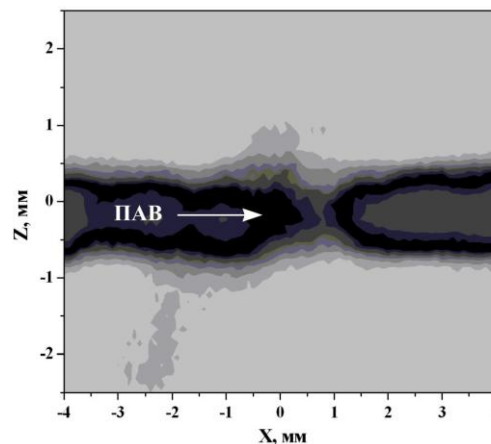


Рис. 6. Карта распространения акустического волнового поля ПАВ в Y-срезе кристалла СТГС вдоль оси X

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00659-а).

1. D.V. Roshchupkin, D.V. Irzhak, R. Tucoulou, O.A. Buzanov, J. Appl. Phys. **94**, 6692 (2003).
2. D.V. Roshchupkin, A.I. Erko, L. Ortega, D.V. Irzhak, Applied Physics A **94**, 477 (2009).

Влияние химического строения (со)полимеров-резистов на их чувствительность к радиационному излучению

С.А. Булгакова¹, М.М. Джонс¹, Е.А. Киселева¹, Е.В. Скороходов², А.Е. Пестов²,
А.Я. Лопатин², С.А. Гусев², В.И. Лучин², Н.И. Чхало², Н.Н. Салашенко²

¹ Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 5, Нижний Новгород.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: sbulg@mail.ru

Полимерные резистивные материалы играют ключевую роль в микролитографии при формировании изображений. Их свойствами во многом определяется качество будущей микросхемы. Основные литографические свойства резиста – чувствительность и разрешающая способность – напрямую связаны с химическим строением и составом полимера, его молекулярной массой (ММ) и молекулярно-массовым распределением (ММР). Химическое строение полимерной основы ответственно, прежде всего, за химию и физику процессов взаимодействия резиста с излучением.

Существует два основных механизма физико-химических превращений в пленке резиста под действием излучения, в результате которых в ней формируется изображение. Первый механизм основан на изменении ММ полимера за счет разрывов или сшивок основной цепи, а второй – на изменении полярности функциональных групп полимера под действием кислоты, образующейся при разложении фоточувствительного катализатора. Резисты первого типа относятся к деструктивно-структурирующимся, а второго – к химически усиленным резистам, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Так, в полиметилметакрилате (ПММА), являющемся наиболее ярким представителем резистов деструктивного типа, достигнуто разрешение на уровне 3–5 нм [1–3] с практически нулевой шероховатостью края линии, но применение этого резиста ограничено низкой чувствительностью. Химически усиленные резисты, напротив, обладают чрезвычайно высокой чувствительностью, но далеки от желаемых параметров по шероховатости. Стратегическая задача совершенствования свойств резистов обоих типов состоит в прецизионном контроле размеров и строения макромолекул полимера, а также их химического состава. В данной работе представлены результаты литографических исследований резистов, основным компонентом которых является метилметакрилат (ММА) и в которых изображение формируется по механизму деструкции цепей (деструктивный тип) и механизму кислотного гидролиза функциональных групп (химически усиленные резисты).

Как упоминалось выше, ПММА при взаимодействии с излучением подвергается деструкции, т.е. ММ полимера в облученной области становится меньше, чем в необлученной. В этом случае экспонированные области при проявлении удаляются с большей скоростью, в результате чего

формируется позитивное изображение. Из этого очевидно вытекает, что чем больше различие в ММ полимера в засвеченных и незасвеченных областях, тем должна быть больше разница в скорости их растворения и соответственно лучше чувствительность резиста. Однако, как видно из рис. 1, полимеры с различной ММ могут иметь одинаковую чувствительность, и наоборот, разную чувствительность при близких значениях ММ. Это указывает на то, что за поведение резиста ответственны не макро-, а микроскопические

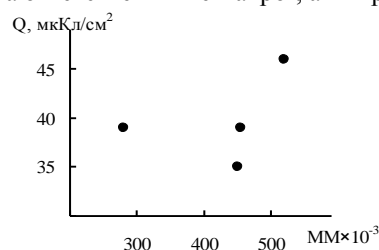


Рис. 1. Чувствительность к электронному лучу (10 кэВ) образцов ПММА различной ММ. Проявитель метилэтилкетон (МЭК)-изопропиловый спирт = 1:3

параметры полимерной молекулы, такие как ее строение, микроструктура, природа концевых групп, которые зависят от способа получения полимера с заданной ММ. Данный вывод подтверждается результатами испытаний двух образцов ПММА линейного и разветвленного строения, представленными на рис. 2. Видно, что разветвленное строение макромолекул обеспечивает двукратное повышение чувствительности резиста по сравнению с линейным полимером.

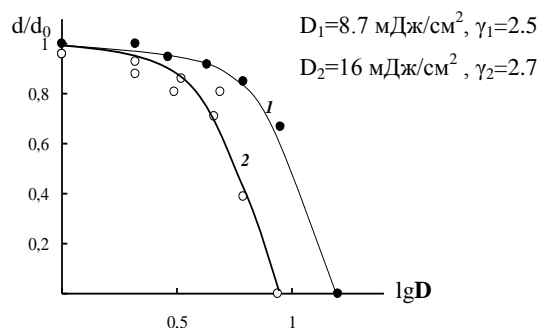


Рис. 2. Кривые ЭУФ-чувствительности образцов ПММА линейного (1) и разветвленного строения (2) Проявление МЭК-ИПС = 1:2, 20 °С, 1 мин

Более кардинальным образом можно изменить чувствительность ПММА-резиста путем частичной замены звеньев ММА на звенья других моно-

меров при сополимеризации их с ММА, т.е. за счет химического состава цепи. Как видно из таблицы 1, бинарные и тройные сополимеры ММА с метакриловой кислотой (МАК), бутилакрилатом (БА) и акрилонитрилом (АН) имеют чувствительность к ЭУФ в 3–10 раз выше по сравнению с ПММА, оставаясь высококонтрастными. На примере сополимера ММА-МАК-АН показано, что и в электронно-лучевой литографии сохраняются подобные тенденции: сополимер имеет чувствительность $Q = 5.4$ мкКл/см² и $\gamma = 2.7$, а для ПММА эти величины равны $Q = 39$ мкКл/см² и $\gamma = 3.6$.

Таблица 1

Чувствительность к ЭУФ (D) и контрастность (γ) (со)полимеров ММА

Резист	МЭК-ИПС	D , мДж/см ²	γ
ПММА	1:3	41	8
ММА-МАК	1:3	13	4.1
ММА-МАК-БА	1:3	4	2.5
ММА-МАК-АН	1::2.5	3.6	1.2

От выбора мономеров, т.е. от их химического строения, будут зависеть не только литографические свойства резиста, но и механизм формирования изображения. Так, при использовании мономеров, способных к кислотному гидролизу, таких как изоборнилметакрилат (ИБМА), изоборнилакрилат (ИБА), трет-бутилметакрилат (ТБМА), трет-бутоксикарбонилоксиэтирол (ТБЭК), могут быть получены химически усиленные резисты. В этих резистах с излучением взаимодействует не полимерная матрица, а фотогенератор кислоты (ФГК). Именно кислота, образованная из ФГК на этапе экспонирования, вызывает гидролиз функциональных групп вышперечисленных мономеров при постэкспозиционном прогревании пленки резиста, в результате чего полимер в облученной области становится более полярным. Различие в полярности облученных и необлученных областей резиста и обеспечивает необходимый для получения изображения дифференциал в скорости их растворения в полярном водно-основном проявителе – тетраэтиламмоний гидроксиде (ТЭАГ). В таблице 2 представлены результаты исследований четырех

Таблица 2

Чувствительность к электронному лучу (Q , мкКл/см², 10 кэВ) и контрастность (γ) химически усиленных резистов-(со)полимеров ММА в смеси 0.01N ТЭАГ-ИПС

Резист	ТЭАГ-ИПС	$T_1/\tau_1 - T_2/\tau_2$, °С/мин*	Q	γ
ММА-МАК-ИБМА	10:1**	130/1–140/1	1.3	3.9
ММА-МАК-ИБА	20:1	130/1–130/1	1.6	11.5
ММА-МАК-ТБМА	4.3:1	130/1–130/1	2.85	1.5
ММА-МАК-ТБЭК	10:1	60/2–80/1	4.9	12

* T_1/τ_1 и T_2/τ_2 – температура и время до и постэкспозиционного прогревания соответственно.

** 0.05 N раствор ТЭАГ

химически усиленных резистов, состоящих из тройных сополимеров и 5 % трифенилсульфоний трифлата в качестве ФГК. Видно, что в сравнении с ПММА (рис.1) химически усиленные резисты в десятки раз более чувствительны к электронному лучу и даже обладают большим контрастом, что является индикатором их высокой разрешающей способности. Кроме того, для химически усиленных резистов имеются существенно большие возможности оптимизации литографических свойств, поскольку последние зависят не только от свойств полимерной матрицы, как в случае деструктивных резистов, но и от природы и концентрации ФГК, режимов термообработки резиста, концентрации и состава проявителя, а также от присутствия различных модифицирующих добавок в составе резистивной композиции. В частности, на рис. 3 показано, что чувствительность резиста ММА-МАК-ТБЭК к электронному лучу можно повысить в 2.5 раза без потери контраста γ лишь путем увеличения концентрации ФГК от 5 до 8 %. К этому следует добавить, что литографические свойства резиста будут зависеть и от энергии излучения, например при 20 кэВ чувствительность резиста на основе сополимера ММА-МАК-ИБМА $Q = 3.8$ мкКл/см², что в три раза хуже, чем при 10 кэВ (таблица 2).

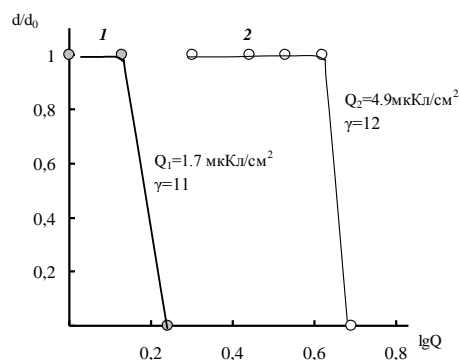


Рис. 3. Кривые чувствительности к электронному лучу (10 кэВ) резиста ТБЭК-ММА-МАК с 5 мас.% (2) и 8 мас.% (1) ФГК. Условия прогревания и проявления в таблице 2.

Из представленного материала следует, что для совершенствования литографических свойств резистов имеется большой арсенал методов их физической и химической модификации.

1. *Chen W.* Fabrication of 5–7 nm wide etched lines in silicon using 100 keV electron-beam lithography and polymethylmethacrylate resist / *W. Chen, H. Ahmed* // *Appl. Phys. Lett.* 1993. V.62, №13. P. 1499–1501.

2. *Cumming D. R. S.* Fabrication of 3 nm wires using 100 keV electron beam lithography and poly(methyl methacrylate) resis / *D. R. S. Cumming, S. Thoms, S. P. Beaumont, J. M. R. Weaver* // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68, № 3. P. 322–324.

3. *Yasin S.* Fabrication of <5 nm width lines in poly(methylmethacrylate) resist using a water:isopropyl alcohol developer and ultrasonically-assisted development / *S. Yasin, D. G. Hasko, H. Ahmed* // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V.78, № 18. P. 2760–2762.

Количественная ВУФ-спектроскопия плазменных источников излучения для проекционной литографии

Р.Р. Гаязов¹, К.Н. Кошелев¹, В.М. Кривцун¹,
А.П. Шевелько², О.Ф. Якушев²

¹Институт спектроскопии РАН, г.Троицк Московской обл.

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

При разработке плазменных источников излучения, предназначенных для проекционной ВУФ-литографии, требуется измерение абсолютного выхода излучения как на рабочих длинах волн ($\lambda=13,5$ и $6,7$ нм), так и в широком спектральном интервале, а также проведение мониторинга спектра в режиме реального времени для контроля и диагностики источника. Целью этой работы является количественная ВУФ-спектроскопия плазменных источников излучения (Z-пинч и лазерная плазма) с использованием калиброванных спектрометров скользящего падения и ПЗС-детекторов. В спектрометрах (решетка 600 штр/мм, угол скольжения 4° , радиус решетки $R=1$ м) использовалась внероуландовская геометрия, в которой регистрация спектров проводилась перпендикулярно дифрагированным лучам. Ранее эта схема использовалась для исследования спектров лазерной плазмы [1] и плазмы капиллярного разряда [2]. Для регистрации спектров использовался детектор на основе ПЗС-линейки (Toshiba 1304 AP: 3600 элементов-пикселей, высота пикселя 200 мкм, ширина 8 мкм, активная часть 6 мкм, длина активной части 29 мм). На чувствительные элементы ПЗС-линейки наносился слой люминофора P-43 (3 слоя гранул размером 3 мкм, общая толщина ~ 10 мкм) [3].

Калибровка дифракционной решетки (коэффициент отражения при скользящем падении) и детектора (абсолютная чувствительность) проводились в спектральном диапазоне $\lambda=5-20$ нм с помощью ВУФ-рефлектометра на основе плазмы капиллярного разряда [4]. Рефлектометр состоял из источника ВУФ-излучения, монохроматора-спектрометра скользящего падения и измерительной камеры. Схема рефлектометра приведена на рис.1.

Рис. 1. Схема ВУФ-рефлектометра: ВУФ-источник излучения на основе плазмы капиллярного разряда

Интенсивность излучения плазмы капиллярного разряда, прошедшего через выходную щель монохроматора, регистрировалась с помощью абсолютно калиброванного PIN диода AXUV-100

(компания IRD) и ПЗС-детектором. Независимо была проведена калибровка отражательной способности дифракционной решетки в спектральном диапазоне от 4 до 20 нм. Результат измерения чувствительности спектрометра GIS приведен на рисунке 2.

Рис. 2. Чувствительность спектрометра GIS в спектральном диапазоне от 4 до 20 нм

Эти измерения позволили регистрировать спектры в абсолютной шкале интенсивностей и проводить метрологию плазменных источников излучения. Исследовались спектры излучения Sn-плазмы Z-пинчей на установке PROTO-2 (ИСАН). Z-пинч мультиплицировался с частотой повторения импульсов 2 кГц со средней мощностью 2 кВт. Спектр излучения Sn-плазмы Z-пинча приведен на рисунке 3.

Рис. 3. Спектр излучения Sn-плазмы Z-пинча

Измеренный выход излучения на рабочих длинах волн составил величину 1,1% в спектральной полосе 2% для Sn-плазмы на длине волны $\lambda=13,5$ нм.

Для создания лазер-плазменных источников ВУФ-излучения для проекционной литографии использовался CO_2

тронметра измерены спектры излучения лазерной плазмы различных мишеней (Be, Al, Mg, CH₂, W и Gd).

Спектры излучения Be, Al лазерной плазмы (CO₂ лазер, 0,5 Дж) использовались для спектральной калибровки спектрометра и приведены на рисунке 4.

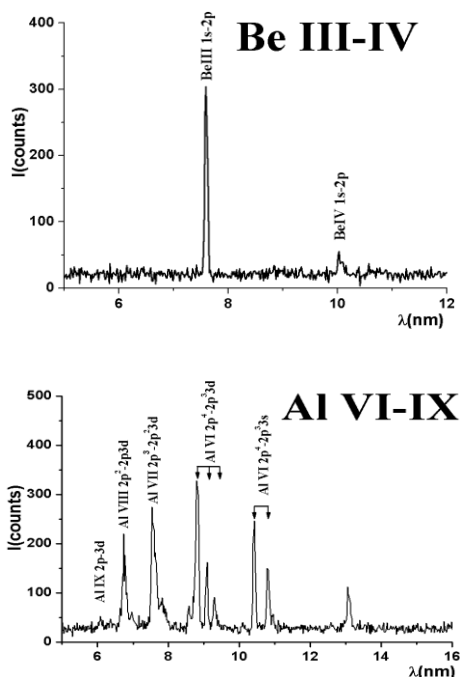


Рис. 4. Спектры излучения Be, Al лазерной плазмы (CO₂-лазер, 0,5 Дж).

В рамках основных исследований по разработке лазер плазменных источников ВУФ-излучения для литографии был измерен выход излучения на рабочих длинах волн $\lambda=13,5$ нм (Sn) и $\lambda=6,7$ нм (Gd, Tb). Спектры излучения Gd и Tb-

плазмы, полученные с помощью CO₂-лазера, приведены на рисунке 5.

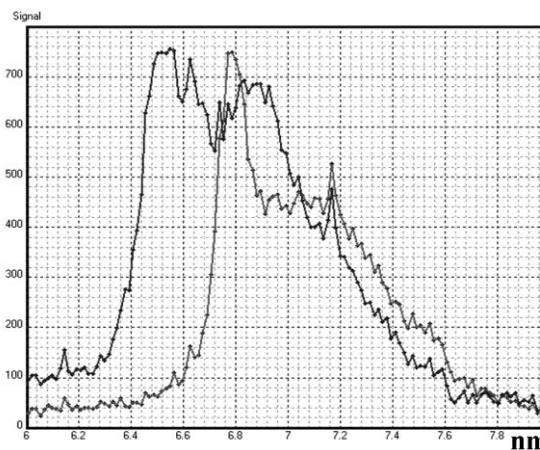


Рис. 5. Спектры излучения Gd и Tb-плазмы, полученные с помощью CO₂-лазера.

Во всех экспериментах использовался абсолютно калиброванный спектрометр скользящего падения (GIS), что позволило непрерывно контролировать выход излучения в лазерной плазме на рабочих длинах волн.

Измеренный выход излучения на рабочих длинах волн составил величину 4% в спектральной полосе 2% для плазмы Sn (Z-пинч, $\lambda=13,5$ нм) и 1,8% – в спектральной полосе 0,6% для лазерной плазмы Gd ($\lambda=6,7$ нм).

1. A.P. Shevelko et al. Physica Scripta **57**, 276 (1998).
2. И.И. Соболевман и др. Квант. электроника **33**, 3 (2003).
3. А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев. Труды XIII Межд. Симпозиума “Нанопизика и нанозлектроника,” Т.1, С. 229 (2009)
4. A.P. Shevelko et al. Proc. SPIE **4504**, 143 (2001).

Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе соединений HgTe/CdTe

А. В. Иконников¹, А. А. Ластовкин¹, К. Е. Спиринов¹, М. С. Жолудев¹, К. В. Маремьянин¹,
А. В. Антонов¹, В. Я. Алёшкин¹, В. И. Гавриленко¹, С. А. Дворецкий², Н. Н. Михайлов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105.

² Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13.
e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Освоение терагерцового (ТГц) диапазона с помощью твердотельных приборов является одной из актуальных проблем современной физики полупроводников. Для создания ТГц-приемников перспективно использование гетероструктур (ГС) на основе HgTe/CdTe с квантовыми ямами (КЯ). Известно, что фотоприемники на основе объемных твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ широко используются в среднем ИК-диапазоне. Ширина запрещенной зоны этого материала уменьшается с ростом молярной доли ртути и обращается в нуль при $x \approx 0.17$ [1]. Однако при этом чувствительность таких приемников падает из-за того, что флуктуации ширины запрещенной зоны (вследствие флуктуаций состава твердого раствора) становятся порядка энергии кванта излучения, соответствующей красной границе внутреннего фотоэффекта. Представляется, что эта проблема может быть преодолена за счет использования ГС $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te$ с КЯ, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, обеспечивающей резкие (порядка монослоя) гетероинтерфейсы (см., например, [2]). В этом случае малую ширину запрещенной зоны можно получить как для случая «чистых» КЯ ($y = 0$), взяв достаточно узкую КЯ, так и для случая широких КЯ с небольшой долей Cd.

До настоящего времени исследования ГС HgTe/CdHgTe были в основном ограничены образцами, выращенными на подложках с кристаллографической ориентацией (001) (см., например, [3–6]). В последние годы в ИФП СО РАН разработана технология роста ГС HgTe/CdHgTe на подложках GaAs с «низкосимметричной» кристаллографической ориентацией (013) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины. Главным достоинством этого метода является на два порядка большая (чем на подложках с ориентацией (001)) скорость роста при сохранении по крайней мере того же качества структур (см. обзор [7]), что может иметь решающее значение при росте многослойных структур с большим числом КЯ, необходимым для создания межзонных приемников терагерцового излучения.

Еще одной особенностью ГС на основе HgTe/CdTe является наличие при некоторых параметрах инвертированной зонной структуры [5]. При этом дно зоны проводимости сформировано состояниями дырочного типа (*p*-подобные волновые функции). На рис. 1 показаны зависимости энергии различных подзон от ширины КЯ для ГС из «чистых» материалов HgTe/CdTe. Расчет был выполнен на основе четырехзонной модели Кейна

(см., например, [8]) с учетом деформации, которые возникают из-за несоответствия постоянных решеток квантовой ямы и барьера. Как видно из рис. 1, ширина запрещенной зоны обращается в нуль при $d_{\text{крит.}} = 7$ нм, при этом малая величина разрыва зон в точке $k = 0$ (например, 20 мэВ) может быть получена как при меньших, так и при больших толщинах КЯ. В последнем случае «непрямая» ширина запрещенной зоны оказывается меньше чем при $k = 0$. Для создания приемников предпочтителен первый случай, поскольку иначе может оказаться, что из-за флуктуаций параметров структуры произойдет перекрытие валентной зоны и зоны проводимости (ср. с [9]), что неприемлемо для фотодетектора.

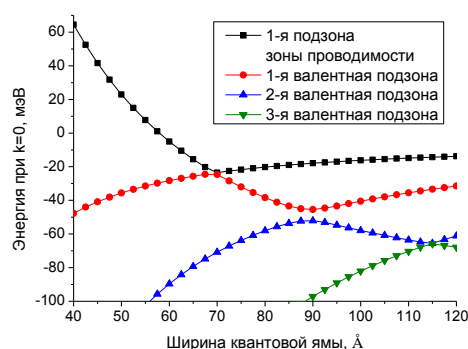


Рис. 1. Зависимость энергии различных подзон от ширины КЯ в гетероструктуре HgTe/CdTe (013)

С другой стороны, при малых толщинах КЯ возникают сложности с ростом качественных структур (из-за рассеяния на гетерограницах). Решением этой проблемы может быть добавление небольшого количества кадмия в состав КЯ. Как показывает расчет (см. рис. 2), добавление всего 8% Cd увеличивает $d_{\text{крит.}}$ почти в 2 раза по сравнению с «чистой» КЯ.

Последним параметром, который можно использовать для «подстройки» зонной структуры, является состав барьера. Как показывают наши расчеты, добавление ртути в барьер для структур с толщинами ям меньше критической приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны. Однако стоит учитывать, что для узкозонных ГС на основе HgTe/CdTe зависимость зонной структуры от состава барьера гораздо слабее, чем от остальных параметров.

В работе [10] нами впервые была продемонстрирована ТГц-фотопроводимость (ФП) в узкозонных ГС $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te$, связываемая с

межзонными переходами. ГС были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (013). Активная часть структуры выращивалась на буферном слое ZnTe/CdTe. Она состояла из нижнего барьера $\text{Cd}_{0,72}\text{Hg}_{0,28}\text{Te}$ (структура № 1) или $\text{Cd}_{0,69}\text{Hg}_{0,31}\text{Te}$ (структура № 2) толщиной 100 нм, КЯ $\text{Hg}_{0,84}\text{Cd}_{0,16}\text{Te}$ толщиной 30 нм и аналогичного нижнему верхнего барьера. На поверхности выращивался защитный слой CdTe толщиной 100 нм. Структуры специально не легировались. Исследования ФП проводились при $T = 4,2$ К на образцах размеров 5×5 мм с помощью фурье-спектрометра Bruker 80v. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделиителя – майларовая пленка толщиной 3 мкм, в качестве фильтра – черный полиэтилен. Имелась возможность воздействовать на образец магнитным полем, направленным параллельно направлению распространения излучения и перпендикулярно плоскости образца.

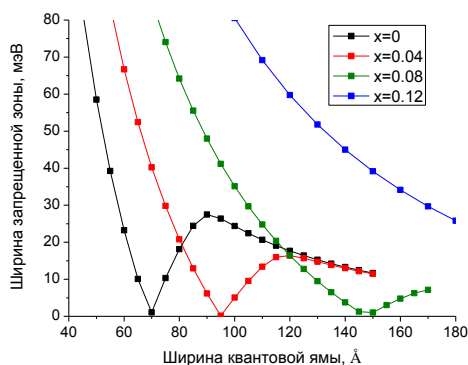


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны в КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ (013) от состава ямы

На рис. 3 представлен спектр ФП в образце №1, снятый в нулевом магнитном поле, и спектры ФП в образце №2, снятые в различных магнитных полях. Поскольку сопротивление образца №2 при $T = 4,2$ К в нулевом магнитном поле составляло 1,5 кОм (скорее всего, из-за перекрытия зон), ФП в нем удалось измерить лишь в магнитном поле. Как видно из рисунка, мощная полоса ФП в образце №1 простирается от 60 до 300 см^{-1} (в диапазоне $300\text{--}700 \text{ см}^{-1}$ уровень сигнала не превышает 5% от максимума в районе 100 см^{-1}). Минимум, наблюдающийся в области 285 см^{-1} , связан, очевидно, с сильным отражением в области остаточных лучей от подложки GaAs. Минимумы в районе 130 и 145 см^{-1} , по-видимому, связаны с фоновым поглощением в верхнем барьерном слое $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [11]. В образце №2 с меньшим содержанием Cd в барьерах красная граница ФП смещена более чем на 10 см^{-1} в низкочастотную область. На рис. 4 представлены зависимости от магнитного поля частот, соответствующих различным максимумам ФП в образце №2, которые мы связываем с переходами между различными уровнями Ландау в валентной зоне и зоне проводимости. Наклон зависимостей 1 и 2 соответствует эффективной циклотронной массе $0,02m_0$, в то время как измеренные циклотронные массы элек-

тронов составляют $(0,003\text{--}0,004)m_0$. Поскольку в узкозонных ГС положение нижнего (нулевого) уровня Ландау в зоне проводимости должны слабо зависеть от магнитного поля (как в графене), наблюдаемые в спектре ФП особенности 1 и 2 можно связать с переходами на этот уровень с уровнем Ландау в валентной зоне (где эффективные массы дырок велики). Соответственно особенности 3, наблюдаемую при более высоких частотах, естественно связать с межзонными переходами на первый уровень Ландау в зоне проводимости.

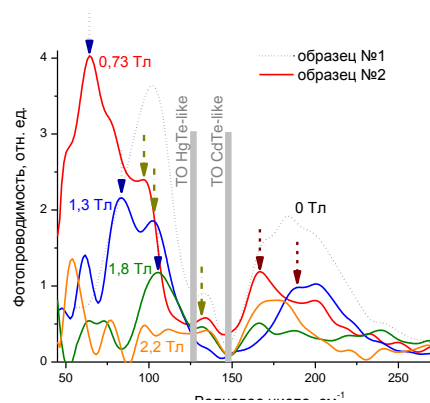


Рис. 3. Спектры ФП, измеренные в образце №1 в отсутствие магнитного поля (точечная кривая) и в образце №2 в различных магнитных полях (сплошные кривые)

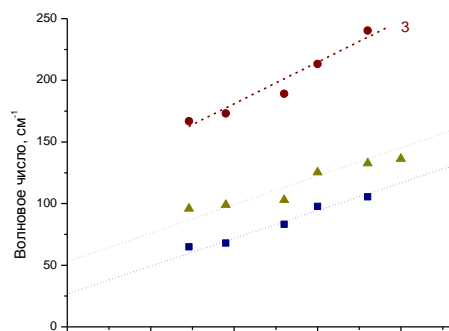


Рис. 4. Зависимость положений максимумов фотопроводимости в образце №2 от магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-02-00958-а), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (ГК № 16.740.11.0321), Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (ГК № 8231 p/13080) и РАН.

1. A. Rogalski, Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
2. Y. Selamet et al., J. El. Mater. **33**, 503 (2004).
3. H. C. Zhang et al., Phys. Rev. B **63**, 245305 (2001).
4. Y. S. Gui et al., Phys. Rev. B **70**, 115328 (2004).
5. B. A. Bernevig et al., Science **314**, 1757 (2006).
6. M. Konig et al., Science **318**, 766 (2007).
7. З. Д. Квон и др., ФНТ, **35**, 10 (2009).
8. E. G. Novik et al., Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005).
9. З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
10. D. N. Talwar, M. Vandevyer, J. Appl. Phys. **56**, 1601 (1984).
11. А. В. Иконников и др., Письма в ЖЭТФ **92**, 837 (2010).

Терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами

К.Е. Спирин¹, М.С. Жолудев¹, А.В. Антонов¹, В.В. Румянцев¹, В.И. Гавриленко¹,
Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.
e-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

Твердые растворы теллуридов кадмия и ртути (КРТ, $Cd_xHg_{1-x}Te$) широко используются для создания фотоприемников в среднем ИК-диапазоне (см., например, [1]). Ширина запрещенной зоны этого материала уменьшается с ростом молярной доли ртути и обращается в нуль при некотором критическом значении x . Однако продвижение в сторону больших длин волн осложняется тем, что в случае узкозонных материалов неоднородность твердого раствора приводит к флуктуациям ширины запрещенной зоны, сравнимым с её величиной.

В работе [2] было впервые предложено использовать в фотоприемниках узкозонные сверхрешетки HgTe/CdTe. При этом можно избежать проблем, связанных с флуктуациями состава, а управление шириной запрещенной зоны должно происходить путем изменения толщины слоев. Аналогичными свойствами обладают структуры с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdTe. При увеличении толщины ямы ширина запрещенной зоны уменьшается вплоть до нуля при $d=d_c \approx 6-7$ нм, а затем снова начинает расти. Критическая толщина квантовой ямы d_c увеличивается, если выращивать ее не из чистого HgTe, а из твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с небольшой долей Cd, что, в свою очередь поможет избежать проблем, связанных с флуктуациями ширины запрещенной зоны вследствие флуктуаций d в узких КЯ. Вышеупомянутые подходы являются противоречивыми, что требует проведения технологических и экспериментальных исследований для выяснения перспектив использования КРТ-структур с квантовыми ямами для фотоэлектрических приемников дальнего ИК и терагерцового диапазонов.

До настоящего времени детальные исследования межзонного поглощения и фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами проводились лишь в среднем ИК-диапазоне (см., например, [2, 3]). В работе [4] нами была продемонстрирована терагерцовая фотопроводимость с «красной» границей поглощения около 60 см^{-1} в образцах с одиночной квантовой ямой $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$. В настоящей работе продолжены исследования терагерцовой фотопроводимости образцов на основе КРТ с различными параметрами (см. табл.1.)

Исследуемые в данной работе структуры были выращены в сходных условиях методом МЛЭ [5] на полуизолирующей подложке GaAs(013) аналогично [4]. Исследования терагерцовой фотопроводимости (ФП) проводились при $T = 4,2 \text{ К}$ на об-

разцах размером $5 \times 5 \text{ мм}$ с двумя полосковыми омическими контактами по краям. Образец располагался в криомагнитной вставке в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Излучение подводилось к образцу по полированному металлическому световоду. Сопротивление исследуемых образцов при $T = 4,2 \text{ К}$ составляло $0,1-5 \text{ МОм}$. Измерения спектров фотопроводимости проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. При этом использовался майларовый светоделитель толщиной 3 мкм , что в сочетании с фильтром (окном криомагнитной вставки) из черного или белого полиэтилена обеспечивало чувствительность установки в диапазоне $50-2000 \text{ см}^{-1}$. Источником излучения служил глобар. В качестве источника смещения и предварительного усилителя использовался малошумящий токовый преусилитель SR570 фирмы «Stanford Research Systems», с выхода которого сигнал поступал на аналого-цифровой преобразователь спектрометра.

Таблица 1

Параметры гетероструктур $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$

№ образца	У в барьере, %	Х в КЯ, %	Ширина КЯ, нм
1	72	16,4	30
2	64,6	17,6	30
3	70,2	18,6	30

На рис.1 представлены спектры ФП исследуемых образцов, измеренные с использованием теплового фильтра из черного полиэтилена, прозрачного в дальнем и среднем ИК-диапазонах, но отсекающего коротковолновое излучение глобара в видимой и ближней ИК-области. В спектре самого узкозонного образца № 1, исследовавшегося в работе [4], наблюдается две мощных полосы ФП в области $60-300 \text{ см}^{-1}$, разделенных провалом в области 140 см^{-1} , обусловленным фоновым поглощением излучения в верхнем барьерном слое $Cd_yHg_{1-y}Te$. Минимум при 285 см^{-1} , наблюдавшийся в спектрах всех исследованных образцов, связан с сильным отражением в области остаточных лучей от подложки GaAs. Далее сигнал ФП падает с ростом частоты, что коррелирует с уменьшением прозрачности фильтра из черного полиэтилена (рис. 3). Резкие провалы в спектре ФП в области частот свыше 700 см^{-1} связаны очевидно полосами поглощения в полиэтилене (рис. 3). В спектре ФП образца № 2 с большим содержанием Cd в КЯ наблюдается лишь коротко-

волновая мощная полоса от 150 до 300 cm^{-1} . Наконец, в самом широкозонном из образцов № 3 помимо относительно слабой ФП в области 150–250 cm^{-1} наблюдается ФП с четко выраженной «красной» границей при 530 cm^{-1} , которую естественно связать с «включением» межзонных оптических переходов.

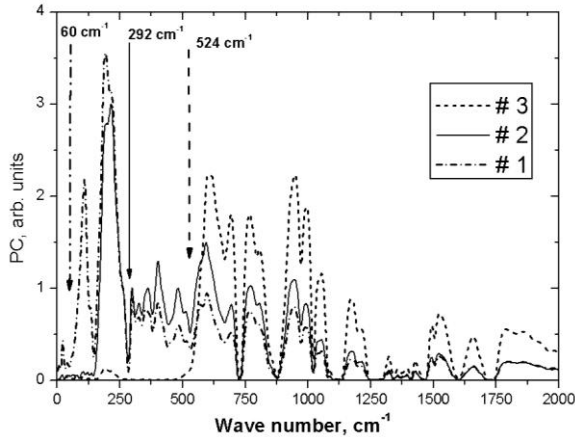


Рис. 1. Спектры ФП в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdHg}_{1-y}\text{Te}$, полученные при использовании в качестве окна криомагнитной вставки *черного* полиэтилена. Стрелками отмечено положение «красной» границы ФП

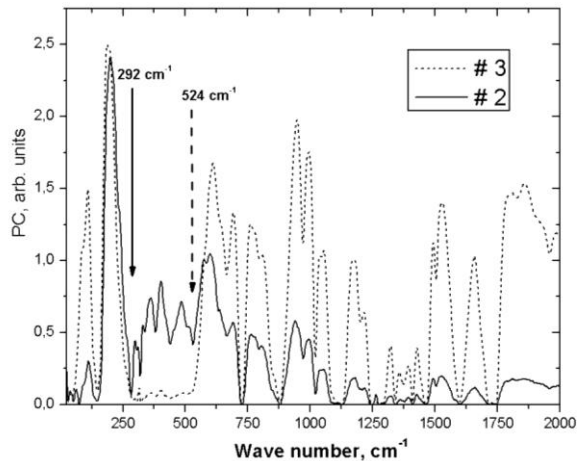


Рис. 2. Спектры ФП в образцах HgTe/CdTe , полученные при использовании в качестве окна криомагнитной вставки *белого* полиэтилена. Стрелками отмечено положение «красной» границы ФП

На рис. 2 представлены спектры ФП образцов № 3 и № 2, измеренные с использованием фильтра из прозрачного в видимой и ближней ИК белого полиэтилена. Из сопоставления спектров на рис. 1, 2 видно, что засветка образцов коротковолновым излучением глобара приводит к появлению в спектрах на рис. 2 тех же полос длинноволновой ФП, которые исходно (т.е. при использовании фильтра из черного полиэтилена) наблюдались в спектре ФП образца № 1. Поскольку в спектре образца № 3 межзонная ФП определенно отделена от этих длинноволновых полос большим спектральным интервалом (300–500 cm^{-1} , см. рис. 2),

естественно предположить, что наблюдаемые мощные длинноволновые полосы ФП связаны не с межзонными оптическими переходами, а с фотовозбуждением неких центров, или ловушек, которые в случае образцов № 3 и № 2 захватывают электроны при межзонном фотовозбуждении носителей (скорее всего, в барьерных слоях $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$) коротковолновым излучением, а в случае наиболее узкозонного образца № 1 содержат захваченные электроны уже в исходном (темновом) состоянии. Отметим, что эти центры (ловушки) имеют, вероятно, некоторую дисперсию энергии связи электронов, и в случае «промежуточного» образца № 2 (где при использовании фильтра из черного полиэтилена наблюдается интенсивная полоса ФП при 150–300 cm^{-1}) наиболее глубокие из них уже содержат захваченные электроны в исходном (темновом) состоянии. Наблюдаемая корреляция позволяет предположить, что в случае образца № 3 полоса энергий связанных в центрах (ловушках) электронов находится в запрещенной зоне, примыкает к валентной зоне в случае «промежуточного» образца № 2 и целиком лежит в валентной зоне для наиболее узкозонного образца № 1. Установление природы центров (ловушек), ответственных за длинноволновые полосы ТГц, ФП требует дальнейших исследований.

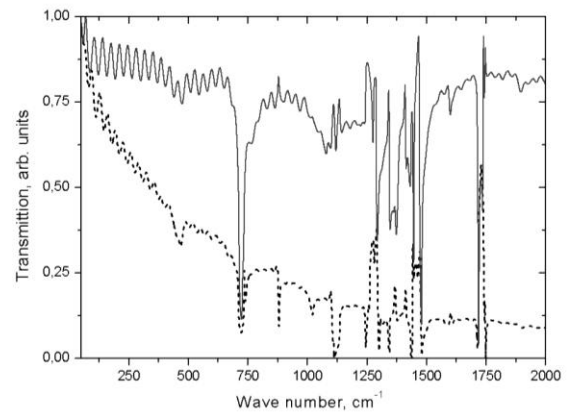


Рис.3. Спектр пропускания излучения фильтра из *белого* полиэтилена (сплошная линия) и из *черного* полиэтилена (пунктирная линия)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 11-02-00958-а), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 16.740.11.0321), Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (государственный контракт № 8231 p/13080) и РАН.

1. A. Rogalski, Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
2. J.H.Schulman, N.C.McGill, Appl. Phys. Lett. **34**, 663 (1979).
3. Y.D. Zhou, C.R. Becker, Y. Selament et al., J. Electron. Mater., **32**, 608 (2003).
4. А.В.Иконников, А.А.Ластовкин, К.Е.Спирин и др., Письма в ЖЭТФ, том 92, вып.11, (2010).
5. N.N. Mikhailov et al., Int. J. Nanotechnology, **3**, 120, (2006).

Влияние оже-рекомбинации на время жизни неравновесных носителей заряда в структурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb

Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, М.Я. Винниченко¹, В.Л. Зерова¹, Г.А. Меленьтев¹,
М.О. Машко¹, L. Shterengas², G. Kipshidze², G. Belenky²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург.

² Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook,
New York 11794, USA.
e-mail: Lvor@rphf.spbstu.ru

Работа посвящена исследованию процессов рекомбинации носителей заряда в лазерных наноструктурах с квантовыми ямами (КЯ) InGaAsSb/AlGaAsSb. Инжекционные лазеры, основанные на таких структурах, позволяют получать излучение в диапазоне длин волн от 2 до 3 мкм и более.

В настоящей работе была изучена динамика фотолюминесценции (ФЛ) в лазерных полупроводниковых структурах $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}_{0,24}\text{Sb}_{0,76}/\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}_{0,056}\text{Sb}_{0,644}$ с десятью КЯ (структуры отличались шириной квантовых ям: 4; 5; 6; 7 и 9 нм) методом "up-conversion" пикосекундного и наносекундного диапазонов при возбуждении e - h -пар импульсами излучения с длительностью 150 фс. Частота следования импульсов была равна 100 МГц. Энергия кванта возбуждающего света $h\nu_{\text{ex}} = 1,17$ эВ. При такой энергии кванта, согласно расчетам, в КЯ с шириной 5; 6; 7 и 9 нм электроны рождаются не только в подзоне $e1$ (переходы $hh1 \rightarrow e1$), но и в подзоне $e2$ (переходы $hh2 \rightarrow e2$), что показано на рис. 1. Отметим, что из-за малой толщины слоёв, формирующих КЯ, концентрация возбужденных в КЯ e - h -пар невелика по сравнению со случаем возбуждения носителей заряда в волноводе.

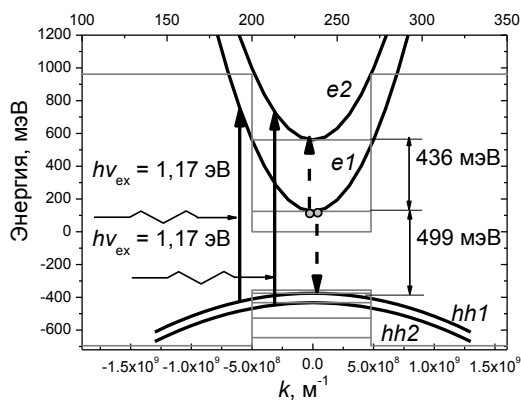


Рис. 1. Зонная диаграмма для структуры 592-7 нм (расчет при $T = 77$ К) с шириной КЯ 7 нм. Штриховыми стрелками показан близкий к резонансному оже-процесс

Нашей задачей было исследовать вклад в рекомбинацию оже-процессов, в частности процессов резонансной оже-рекомбинации. Последний

механизм существенен в квантовых ямах, в которых энергетический интервал между вторым $e2$ и первым $e1$ уровнем размерного квантования электронов примерно равен энергетическому интервалу между первым уровнем электронов $e1$ и первым уровнем тяжелых дырок $hh1$: $E(e2) - E(e1) = E(e1) - E(hh1)$, см. рис. 1. Для наблюдения резонансной оже-рекомбинации мы исследовали ряд структур, в одной из которых с шириной 7 нм, по оценкам, должна была наблюдаться резонансная оже-рекомбинация.

Интенсивность ФЛ в максимуме своей величины определяется оптическими переходами электронов между энергетическими состояниями электронов вблизи дна подзоны $e1$ и дырок вблизи потолка подзоны $hh1$. Быстрый переход возбужденных электронов в эти состояния происходит благодаря процессам внутриволнового испускания оптических фононов. Поэтому анализ кривых нарастания интенсивности ФЛ J^v (см. вставку к рис. 2) позволяет найти время внутриволнового испускания полярных оптических фононов $\tau_{\text{ПО}}$. Аппроксимируя зависимость $J^v(E)$ как $J^v = J^v_0 \cdot [1 - \exp(-t/\tau)]$, можно найти τ , а затем и $\tau_{\text{ПО}}$. Оказалось, что, например, в структуре 592-7 нм $\tau = 2,3$ пс. Энергия возбужденных электронов около 500 мэВ. Если принять энергию продольного оптического ПО-фонона равной 30 мэВ (как в GaSb), то нетрудно найти, что $\tau_{\text{ПО}} = 0,14$ пс.

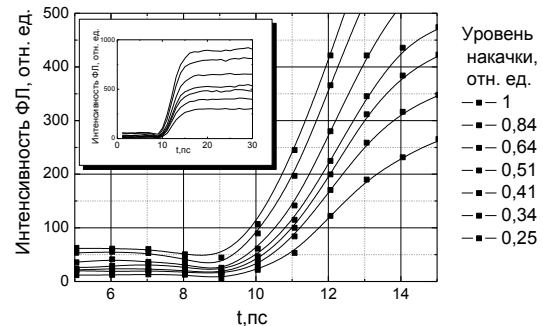


Рис. 2. Зависимость нарастания интенсивности ФЛ в максимуме от времени при $T = 77$ К для образца 592-7 нм при разных уровнях возбуждения. Верхние кривые соответствуют наибольшему уровню возбуждения $J_{\text{ex}} = 1$, нижняя – меньшему $J_{\text{ex}} = 0,25$ (в отн. ед.). На вставке приведена та же зависимость, но для большего диапазона времён

Отметим, что в диапазоне 8...10 пс на зависимости $J^v(t)$ (рис. 2) имеется слабый "провал". Возможно, что его причиной является выброс возбуждающим импульсным излучением электронов из подзоны $e1$ и дырок из подзоны $hh1$, оптически инжектированных предыдущим импульсом излучения и не успевших прорекомбинировать к началу следующего импульса.

Анализ зависимости $J^v(t)$ в наносекундном диапазоне позволяет найти время жизни носителей заряда. Была исследована динамика ФЛ для всех образцов при разных интенсивностях оптической накачки для температуры $T = 77$ и 300 К. Зависимость $J^v(t)$ для одного из образцов при максимальном уровне накачки показана на рис. 3. Отметим, что в данном случае с ростом t время жизни увеличивается из-за уменьшения вклада оже-процессов.

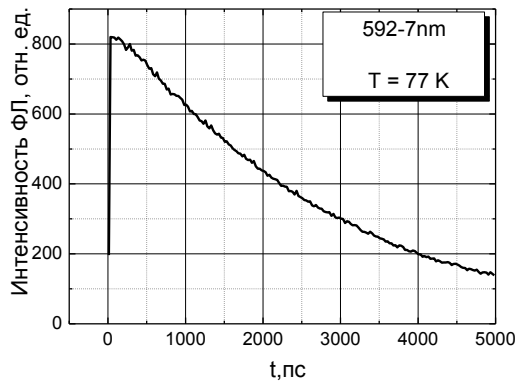


Рис. 3. Динамика фотолуминесценции в наносекундном диапазоне для образца 592-7 нм при $T = 77$ К и максимальном уровне накачки $J_{ex} = 1$ отн. ед. в логарифмическом масштабе

Определение обратного времени жизни $R = 1/\tau_1$ находилось из соотношений

$$\frac{dn}{dt} = -n \cdot R(n); \quad (1)$$

$$R(n) = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{J_{ex}} \frac{dJ_{ex}}{dJ_{PL}^v} \frac{dJ_{PL}^v}{dt} = -\frac{1}{J_{ex}} \left(\frac{dJ_{PL}^v}{dJ_{ex}} \right)^{-1} \frac{dJ_{PL}^v}{dt}. \quad (2)$$

Зависимость J_{PL}^v от J_{ex} была также найдена экспериментально. Результат определения R как функции J_{ex} для двух образцов приведен на рис. 4. Видно, что время жизни в структуре 593-5 нм уменьшается с ростом уровня возбуждения, что соответствует вкладу оже-процессов. Можно сделать предположение, что структура 593-5 нм удовлетворяет условиям, близким к условиям резонанса при оже-рекомбинации, хотя, согласно

расчетам, таким условием должна удовлетворять структура 592-7 нм. Возможной причиной несоответствия является то, что в расчетах не была учтена непараболичность энергетического спектра электронов, которая сильно уменьшает разность энергий $E(e2) - E(e1)$ при энергиях электронов $E(e2) > E_g$. Заметим также, что нерезонансная оже-рекомбинация не дает заметного вклада в R (образец 592-7 нм и другие), так как концентрация возбуждаемых электронов и дырок мала из-за относительно слабого поглощения возбуждающего света слоями квантовых ям. Поэтому для остальных структур, включая структуру 592-7 нм, изменение R с ростом интенсивности возбуждающего излучения было несущественным.

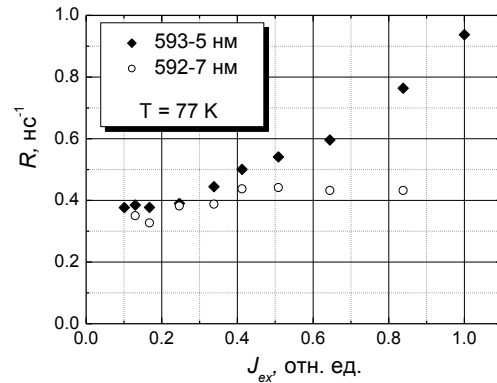


Рис. 4. Зависимости скорости рекомбинации от интенсивности накачки при $T = 77$ К для образцов 592-7 нм (светлые кружки) и 593-5 нм (темные ромбики)

Сильного роста оже-рекомбинации в условиях, близких к резонансу, нельзя было ожидать также и из-за "размытия" резонанса вследствие непараболичности электронного энергетического спектра, разной зависимости $E(e2) - E(e1)$ и $E(e1) - E(hh1)$ от волнового вектора k , анизотропии энергетического спектра дырок, флуктуаций состава твердого раствора, формирующего КЯ и других факторов.

При малых уровнях возбуждения было определено время жизни носителей заряда τ_{SHR} , связанное с рекомбинацией Шокли – Рида – Холла. Оказалось, что имеется тенденция к слабому уменьшению этого времени (примерно от 3,5 нс до 2 нс при $T = 77$ К) с уменьшением ширины КЯ, что можно объяснить влиянием несовершенства гетерограниц.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, ФЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009–2011 годы и грантов РФФИ, Минобрнауки РФ и правительства С.-Петербурга.

Эмиссия терагерцового излучения из селективно-легированных гетероструктур AlGaIn/GaN при разогреве двумерных электронов электрическим полем

В.А. Шалыгин¹, Л.Е. Воробьев¹, Д.А. Фирсов¹, А.Н. Софронов¹, Г.А. Мелентьев¹,
М.Я. Винниченко¹, В.В. Лундин², А.Е. Николаев², А.В. Сахаров², А.Ф. Цацульников²

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург.

e-mail: shalygin@rphf.spbstu.ru

Источники терагерцового (ТГц) излучения находят широкое применение во многих областях науки и техники: в спектроскопии материалов и биологических объектов, в медицинской диагностике и терапии, в системах безопасности и экологического мониторинга, в беспроводной связи. В последние годы внимание исследователей привлекает нитрид галлия как материал для ТГц-эмиттеров с электрической накачкой (см. [1, 2] и цитированные в них работы). Недавно в эпитаксиальных слоях *n*-GaIn наблюдалась ТГц-электролюминесценция в условиях примесного пробоя [3], когда эмиссия ТГц-фотонов в основном вызвана внутрицентровыми донорными переходами. Еще одна возможность получить интенсивную эмиссию ТГц-фотонов из GaIn – это разогрев электронов в сильных электрических полях [4]. При этом наиболее перспективен двумерный (2D) электронный газ в гетероструктурах AlGaIn/GaN, поскольку для него характерно значительное увеличение подвижности электронов по сравнению с трехмерным электронным газом в объемных эпитаксиальных слоях GaIn, что обеспечивает более существенный разогрев электронов.

В данной работе проведены экспериментальные исследования спонтанной эмиссии ТГц-излучения из селективно легированной гетероструктуры AlGaIn/GaN при разогреве 2D-электронов в латеральном электрическом поле. С целью определить зависимость температуры горячих электронов от электрического поля были также выполнены экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик гетероструктуры и проведены теоретические расчеты скорости потери энергии горячими электронами. Рассмотрена теоретическая модель теплового излучения горячих 2D-электронов и проведено сопоставление результатов расчета с данными эксперимента по ТГц-электролюминесценции.

Исследовалась гетероструктура AlGaIn/GaN, выращенная на подложке из сапфира. Структура включала изолирующий буфер GaIn (4 мкм), интерфейсный слой AlN (1 нм), селективно легированный барьер Al_{0.3}Ga_{0.7}N (20 нм) и нелегированный покровный слой (5 нм). Чтобы подавить формирование проводящего слоя на интерфейсе GaIn/сапфир, зародышевый слой GaIn отжигался в безводородной среде. При этом высокотемпературный рост буферного слоя GaIn сразу начинается в квазидвумерном режиме [5]. Поверхностная

концентрация электронов в квантовой яме, возникающей на гетероинтерфейсе AlGaIn/GaN, составляла $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, подвижность носителей возрастала от 1500 до 5700 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при охлаждении структуры от 300 до 4.2 К. На поверхности образцов создавались электрические контакты Ti/Au на расстоянии 6.2 мм друг от друга, длина контактов составляла 5 мм. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в электрических полях до 4000 В/см в диапазоне температур от 4.2 до 300 К. Интегральная интенсивность ТГц-излучения с поверхности образца регистрировалась в полосе чувствительности фотоприемника Ge:Ga (энергии фотонов от 9.3 до 30.4 мэВ). Фотоприемник был погружен в жидкий гелий, между фотоприемником и образцом располагался фильтр из черного полиэтилена – с целью исключить возможные паразитные сигналы фототовета в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах. Излучение регистрировалось в телесном угле 0.25 ср. Все измерения проводились в импульсных электрических полях, чтобы предотвратить нагрев образца (длительность импульса – 2 мкс, частота повторения – менее 1 Гц).

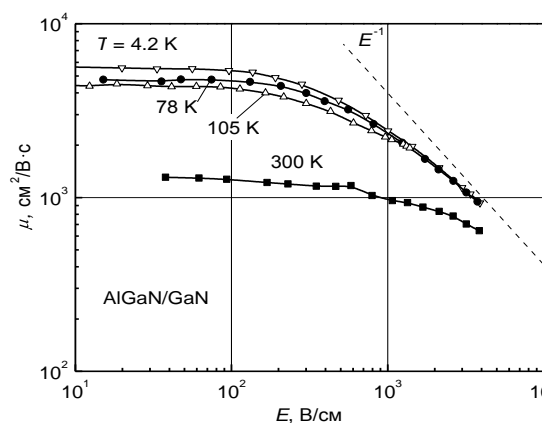


Рис. 1. Полевая зависимость подвижности 2D-электронов при различных температурах решетки

Экспериментальные исследования ВАХ при температуре решетки $T = 4.2 \text{ К}$ показали, что в полях свыше 40 В/см наблюдается уменьшение подвижности 2D-электронов с ростом электрического поля (рис. 1). Значительное снижение подвижности электронов начинается тогда, когда нагрев электронов в электрическом поле достаточно силен (эффективная электронная температура

$T_e > 100$ К) и начинает играть существенную роль рассеяние с эмиссией оптических фононов. В этих условиях появляется возможность наблюдать эмиссию ТГц-излучения из квантовых ям GaN/AlGaN.

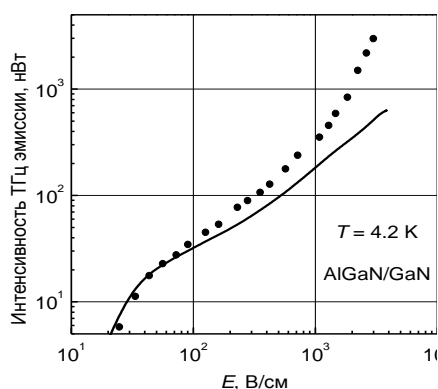


Рис. 2. Полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц-эмиссии при $T = 4.2$ К (точки – эксперимент, сплошная линия – теоретический расчет)

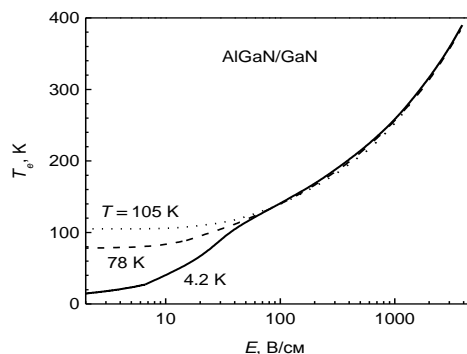


Рис. 3. Полевая зависимость электронной температуры для различных температур решетки T

Зависимость интегральной интенсивности излучения от приложенного электрического поля представлена на рис. 2. Максимальная мощность ТГц излучения, зарегистрированная в эксперименте, составила 3 мкВт (в телесном угле 0.25 ср).

Были проведены теоретические расчеты скорости потери энергии для различных механизмов рассеяния. С помощью уравнения баланса мощности на основании экспериментальной полевой зависимости подвижности электронов была получена зависимость эффективной температуры электронов T_e от электрического поля. Она представлена на рис. 3. Стоит отметить, что при температуре решетки 4.2 К наблюдается резкий рост электронной температуры от 4.2 до 100 К в интервале полей от 0 до 40 В/см, который связан с низким значением скорости потери энергии, определяемой рассеянием на акустических фононах. В более высоких полях рост электронной температуры ограничивается рассеянием на полярных оптических фононах.

Теоретическое описание эмиссии ТГц-излучения горячих электронов в квантовой яме GaN/AlGaN проведено с помощью модели Друде для электропроводности 2D-электронов и клас-

сической теории Планка для теплового излучения. Ранее аналогичная модель рассматривалась применительно к квантовым ямам GaAs/AlGaAs [6]. Результаты расчета представлены на рис. 2 сплошной линией. Как видно из рисунка, экспериментальная полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц-эмиссии качественно хорошо согласуется с используемой моделью теплового излучения горячих 2D-электронов.

В то же время в электрических полях, превышающих 1000 В/см, наблюдается значительное количественное расхождение эксперимента и теории. Это расхождение можно объяснить тем, что в теоретических расчетах не был учтен эффект накопления неравновесных оптических фононов. Действительно, время релаксации энергии уменьшается с ростом электрического поля и, как показывает расчет, при $E \sim 1000$ В/см становится сравнимым с временем жизни неравновесных оптических фононов. В таких условиях начинается накопление неравновесных оптических фононов. Это, в частности, приводит к уменьшению скорости потери энергии и, следовательно, к увеличению электронной температуры и соответствующему увеличению интенсивности ТГц-излучения по сравнению с рассмотренной выше упрощенной моделью.

Работа поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, АВЦП Минобрнауки РФ (2009–2011), Германо-Российской программой ВМБФ, грантами РФФИ и правительства С.-Петербурга.

1. Starikov E. Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission / P. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Varani, C. Palermo, J.-F. Millithaler, L. Reggiani // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. Vol. 20. P. 384209-1 – 384209-12.

2. Fatimy A.El. AlGaN/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources / N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. Théron, C. Gaquiere, M.A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, C. Skierbiszewski // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107. P. 024504-1 – 024504-4.

3. Shalygin V.A. Impurity breakdown and terahertz luminescence in n-GaN epilayers under external electric field / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, S. Suihkonen, P.T. Törmä, M. Ali, H. Lipsanen // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106. P. 123523-1 – 123523-5.

4. Shalygin V.A. Terahertz luminescence under electron heating in modulation-doped AlGaN/GaN heterostructures / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // Proc. of the 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, June 21–26, 2010. P. 81–82.

5. Lundin W.V. MOVPE of device-oriented wide-band-gap III-N heterostructures // A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, V.M. Ustinov // Semicond. Sci. Technol. 2011. Vol. 26. P. 014039-1 – 014039-7.

6. Hirakawa K. Blackbody radiation from hot two-dimensional electrons in $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heterojunctions / M. Grayson, D.C. Tsui, C. Kurdak // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 16651 – 16654.

Циклотронный резонанс и спиновая релаксация дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами

Д.В. Козлов¹, А.В. Иконников¹, К.Е. Спирин¹, В.И. Гавриленко¹,
O. Drachenko², H. Schneider², M. Helm² and J. Wosnitza²

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

² High Magnetic Field Laboratory (HLD), Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, 01314 Dresden, Germany.
e-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

Напряженные многослойные структуры на основе InGaAs/GaAs представляют интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. На основе таких структур могут быть созданы СВЧ-транзисторы, ячейки солнечных батарей и инфракрасные лазеры. Одной из нерешенных фундаментальных проблем является определение зонного спектра материала, в котором наименее изученным остается энергетический спектр валентной зоны. Прямым методом изучения энергетического спектра носителей является метод циклотронного резонанса (ЦР). В настоящей работе исследовался ЦР дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с долей индия в твердом растворе около 0.14. Измерения проводились в двух импульсных соленоидах с характерными длительностями импульса магнитного поля 50 мс и 150 мс, при этом время нарастание импульсов составляло 12 и 34 мс соответственно. В качестве источника излучения с длиной волны $\lambda = 75$ мкм использовался квантовый каскадный лазер. Все измерения проводились при $T = 2$ К.

На рис.1 представлены измеренные спектры ЦР гетероструктуры InGaAs/GaAs № 5805 [1]. Видно, что спектры ЦР, измеренные при длинных импульсах магнитного поля, практически совпадают на восходящей и нисходящей ветвях импульса магнитного поля (рис. 1, *b*). В то же время при коротких импульсах картина иная: в нарастающем поле оказывается более мощной линия 1 (см рис. 1, *a*), а на нисходящей ветви импульса магнитного поля более мощной оказывается линия 2.

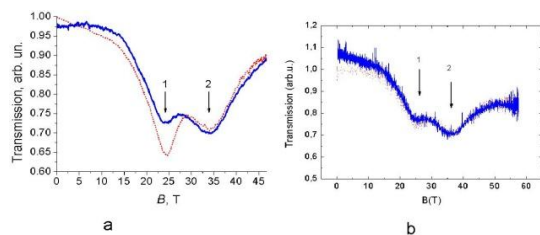


Рис.1. Спектры ЦР в образце № 5805 (гетероструктура $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}/\text{GaAs}$, ширина квантовой ямы $d = 70$ Å), измеренные при $\lambda = 75$ мкм на восходящей (точечные линии) и нисходящей (сплошные линии) ветвях импульса магнитного поля. На рисунке (*a*) представлен спектр ЦР, измеренный при коротких (50 мс) импульсах магнитного поля, нарастающих за 12 мс. Рисунок (*b*) – ЦР, измеренный при длинных (150 мс) импульсах магнитного поля, нарастающих за 34 мс

Отметим, что фактор заполнения в резонансных полях составлял менее 1, но расчетное расше-

пление двух нижних уровней Ландау было сопоставимым с $k_B T$ [2] (k_B – постоянная Больцмана, $T = 2$ К), и в спектре ЦР должны присутствовать переходы с обоих уровней, однако в равновесном случае нижнее состояние должно быть больше заселено и, следовательно, интенсивность линии, соответствующей переходам с этого состояния, должна быть выше. На спадающей ветви оказывается более интенсивной линия 2 (рис. 1), значит, начальное состояние для такого перехода является нижним. Такую же картину мы наблюдаем в измеренном на восходящей ветви длинного импульса магнитного поля (см. рис. 1, *b*) спектре ЦР. Однако в спектре ЦР, измеренном на восходящей ветви короткого магнитного поля (рис. 1, *a*), более интенсивной оказывается линия 1. Это позволяет предположить, что за время нарастания импульса (12 мс) носители не успевают перейти со второго уровня Ландау (начального для перехода 1) на нижнее дырочное состояние, однако 34 мс для релаксации носителей на нижний уровень оказывается достаточно.

Для интерпретации измеренных спектров ЦР были рассчитаны энергии состояний дырок в квантовых ямах гетероструктуры № 5805 в присутствии магнитного поля в приближении эффективной массы. Гамильтониан уравнения для медленных амплитуд включал гамильтониан Латтинжера, являющийся матрицей 4×4 , диагональное слагаемое, связанное с деформацией, и ограничивающий потенциал квантовой ямы. Мы пренебрегли недиагональными элементами гамильтониана Латтинжера, отвечающими за анизотропию закона дисперсии дырок в плоскости квантовых ям. В таком приближении хорошим квантовым числом является проекция полного момента импульса (J) на ось роста структуры (совпадающую с направлением магнитного поля). Рассчитанные уровни Ландау можно характеризовать тремя параметрами (ns_i): номером уровня Ландау n , индексом, определяющим симметрию состояния (s – симметричное состояние, a – антисимметричное) и индексом i – номером уровня размерного квантования, к которому относится состояние дырки. Нижними состояниями оказались уровни $0s_1$ и $3a_1$ – нижние состояния из двух лестниц уровней Ландау тяжелых дырок, отличающихся направлением спина $J = \pm 3/2$. О переходах между такими уровнями можно говорить как о переходах с поворотом спина дырки, т.е. как о спиновой релаксации

Волновые функции этих двух состояний имеют следующий вид:

$$\Psi_{3a_1} = \begin{pmatrix} C_4(z)f_{0,0}(\rho, \phi) \\ C_3(z)f_{1,1}(\rho, \phi) \\ C_2(z)f_{2,2}(\rho, \phi) \\ C_1(z)f_{3,3}(\rho, \phi) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\Psi_{0s_1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ C_1(z)f_{0,0}(\rho, \phi) \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$f_{n,m}(\rho, \phi) = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{r!}{(r+|m|)!}} \times \times \frac{\exp(im\phi)}{\sqrt{2\pi}} x^{\frac{|m|}{2}} \exp(-x/2) L_r^{|m|}(x) \quad (3)$$

где $x = \frac{\rho^2}{2\lambda^2}$, $r = n - \frac{|m|+m}{2}$, $L_r^{|m|}(x)$ – присое-

диненные полиномы Лаггера, n – номер уровня Ландау – принимает целые неотрицательные значения, $m = J + 3/2$, где J – проекция полного момента на ось z . Отметим, что “основной” компонентой волновой функции (1) является первая компонента – больше 85% по норме.

Найденные волновые функции дырок двух нижних состояний использовались для расчета вероятностей переходов между этими уровнями под действием акустических фононов. Вероятность перехода носителя между уровнями Ландау дырок в магнитном поле находилась с использованием золотого правила Ферми:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\vec{e}, \vec{q}} \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \Psi_{0s_1} | H_d | \Psi_{3a_1} \rangle \right|^2 \delta(E_{3a_1} - E_{0s_1} - \hbar\omega_\phi). \quad (4)$$

Суммирование ведется по всем направлениям поляризации (\vec{e}) и координатам волновых векторов (\vec{q}).

Оператор возмущения H_d – деформационный потенциал, создаваемый смещением атомов решетки, является матрицей 4×4 [3]. Элементы этого потенциала линейно зависят от компонент тензора деформации, при этом значения деформационных констант потенциала для GaAs были взяты из [4].

Элементы побочной диагонали деформационного потенциала равны 0, и такое возмущение замешивает волновую функцию (2) только с малыми компонентами волновой функции (1), т.е. переход под действием акустического фонона оказывается квазизапрещенным, и можно ожидать больших значений времени перехода с уровня $3a_1$ на уровень $0s_1$. На рис. 2 представлена зависимость частоты переходов между двумя нижними уровнями дырок под действием поперечных акустических фононов от величины магнитного поля. Видно, что зависимость имеет немонотонный характер. В малых полях частота стремится к нулю, поскольку, во-первых, при $B = 0$ переход оказывается запрещенным (так как $C_{2-4}(z) \rightarrow 0$), во-вторых,

расстояние между состояниями $0s_1$ и $3a_1$ стремится к нулю, что приводит к уменьшению числа фононов, участвующих в переходе. При больших значениях поля переход между уровнями опять становится запрещенным. Отметим, что частота рассеяния на продольных акустических фононах оказывается на порядок меньше, чем на поперечных. Видно, что в резонансных полях (25 и 35 Тл, см. рис. 1) время перехода между состояниями $0s_1$ и $3a_1$ оказывается около 6 мс.

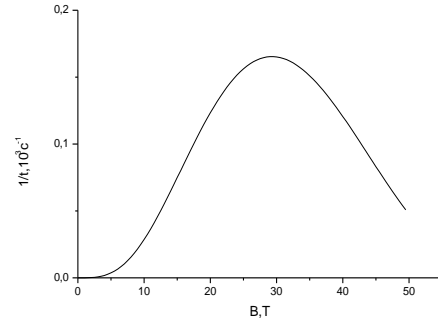


Рис.2 Зависимость частоты переходов между состояниями $0s_1$ и $3a_1$ под действием продольных акустических фононов от величины магнитного поля.

Отметим, что интенсивность переходов под действием фононов существенно зависит от расстояния между начальным и конечным уровнями. Ранее из сопоставления положения и интенсивности рассчитанных и измеренных линий ЦР было показано, что на положение состояний $0s_1$ и $3a_1$ могут оказывать существенное влияние коллективные эффекты [2], поэтому рассчитанное время перехода носит оценочный характер. Тем не менее оно сравнимо с временем нарастания в случае короткого импульса поля, но в несколько раз меньше времени нарастания длинного импульса, что позволяет объяснить наблюдаемый эффект изменения соотношения интенсивности линий ЦР в нарастающем и спадающем полях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 11-02-00952, 09-02-00752), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт П805), РАН, EuroMagNET в рамках контракта ЕС № 228043 и DFG (проекты DR832/2-1 и DR832/3-1).

1. Иконников А.В., Спириин К.Е., Гавриленко В.И., Козлов Д.В., Драченко О., Schneider H., Helm M. // ФТП, 2010, том 44, вып. 11, с. 1538.

2. O. Drachenko, D.V. Kozlov, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, B.N. Zvonkov, M. Goiran, J. Leotin, G. Fasching, S. Winnerl, H. Schneider, J. Wosnitza, M. Helm // Phys. Rev. B, 2009, v.79, p. 073301.

3. Бур Г.Л., Пикус Г.Е./ Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1972. – С. 293.

4. M.Chandrasekhar, F.H.Pollak // Phys. Rev. B, 1977, v.15, p. 2127.

Фотогальванические эффекты в наноструктурах при воздействии СВЧ-излучения

В.В. Бельков¹, Я.В. Терентьев¹, С.Д. Ганичев²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1940121 Санкт-Петербург

²Terahertz Center, Regensburg University, Regensburg, Germany

e-mail: bel@epi.ioffe.ru

Обнаружение индуцированных СВЧ-полем осцилляций величины сопротивления двумерного электронного газа вызвало значительный интерес к магнетотранспорту в полупроводниковых гетероструктурах при воздействии микроволнового поля. В настоящей работе показано, что СВЧ-излучение может приводить к генерации электрического тока в низкоразмерных структурах, находящихся в магнитном поле. Эффект наблюдался при приложении магнитного поля, параллельного плоскости структуры, т. е. в геометрии, исключаяющей циклотронное движение и появление уровней Ландау. Индуцированный микроволновым излучением фотогальванический эффект изучался в полумагнитных (001)-структурах (Cd, Mn)Te/(Cd, Mg)Te и InAs/(In, Ga)As <Mn>, а также в легированных кремнием InAs/(In,Ga)As структурах. В таких системах генерации спиновых фототоков способствуют присутствие магнитных ионов Mn²⁺ и сильное спин-орбитальное взаимодействие в узкозонном материале InAs.

К исследуемым образцам прикладывалось магнитное поле напряженностью до 5 Тл. Микроволновое излучение (частота 60 или 95 ГГц), создаваемое диодом Ганна, прикладывалось к структуре с помощью рупорной антенны. Величина падающей на образец мощности не превышала 0.5 мВт. Температура образца варьировалась в диапазоне от 1.8 до 150 К.

Во всех исследуемых гетероструктурах фототок, измеряемый в направлении, перпендикулярном магнитному полю \mathbf{B} , возрастал при увеличении напряженности магнитного поля и изменял свое направление на противоположное при смене полярности магнитного поля. При нагреве полумагнитной (Cd, Mn)Te/(Cd, Mg)Te структуры от 2 до 50 К величина фототока уменьшается примерно на два порядка, а полярность сигнала изменяется на противоположную. В образцах InAs/(In,Ga)As<Si> наблюдался линейный по B фототок, амплитуда которого также существенно уменьшалась при нагреве структуры. Однако в

этом случае изменение направления фототока обнаружено не было.

Наблюдаемый эффект находит свое объяснение в рамках ранее предложенной нами модели [1], в которой учитывается асимметрия энергетической релаксации горячих (в данном случае – ввиду поглощения микроволнового излучения) носителей заряда. Величина фототока пропорциональна зеэмановскому расщеплению спиновых подзон. Поэтому неудивительно, что полярность фототоклика в полумагнитной структуре изменяется при варьировании температуры образца. Это объясняется тем, что величина и знак эффективного g -фактора в таких структурах зависят (благодаря обменному взаимодействию с ионами марганца) от температуры кристаллической решетки.

Подобный эффект наблюдался ранее при использовании в качестве возбуждающего терагерцового излучения. Сравнение величин фототоков, полученных при воздействии одинаковых по мощности терагерцового и микроволнового излучений, показывает, что в последнем случае фототок существенно выше, что обусловлено более сильным дурде-поглощением СВЧ-излучения.

Отметим, что в структурах, выращенных вдоль кристаллографического направления [001], данный эффект по соображениям симметрии разрешен лишь при приложении магнитного поля, параллельного плоскости гетероструктуры. Однако в (110)- и (113)-структурах генерация индуцированного микроволновым полем фототока возможна и в магнитном поле, приложенном вдоль направления роста. Это означает, что наблюдаемый нами фотогальванический эффект должен приниматься во внимание при исследовании магнетотранспорта при воздействии микроволнового поля.

1. V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev // *Semicond. Science Technol.* **23**, 114003 (2008).

2. C. Drexler, V. Bel'kov, B. Ashkinadze *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 182107 (2010).

Самоорганизация атомов хлора и хлоридных структур на поверхности Au(111)

Б.В. Андрущеккин

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
e-mail:andrush@kapella.gpi.ru

Системы галоген/металл считаются классическими в науке о поверхности и привлекают внимание исследователей, начиная с 1970-х [1]. Такой интерес обусловлен как фундаментальной значимостью процессов адсорбции, и в частности взаимодействия активных газов с поверхностью металлов, так и важной ролью, которую играет взаимодействие галогенов с металлами в различных технологических областях – прежде всего гетерогенном катализе, где галогены зачастую выступают в роли промоторов или, наоборот, ингибиторов различных катализаторов на основе переходных металлов.

Ранее были исследованы многие системы галоген/металл, на основании чего удалось сформулировать некоторые общие закономерности реакции галогенирования. Процесс взаимодействия галогенов с металлической поверхностью можно разделить на два этапа. На первом этапе происходит формирование монослоя хемосорбированных атомов галогена с образованием ряда упорядоченных поверхностных решеток, переходящих одна в другую через структурные фазовые переходы по мере увеличения степени покрытия галогеном. Первый этап реакции завершается, когда достигнута максимальная плотность монослоя хемосорбированных атомов. После этого (второй этап) начинается рост галогенида металла в виде двумерных или трехмерных островков. Обычно адсорбция галогенов не сопровождается реконструкцией поверхности, хотя имеется ряд систем, в которых галогены вызывают существенное изменение морфологии подложки. Адсорбция небольшого количества галогена на реконструированные металлические поверхности (каковыми являются низкоиндексные грани золота, платины и иридия) приводит к снятию реконструкции, так что последующие структурные изменения на поверхности происходят по общему сценарию и не должны быть связаны с реконструкцией.

До сих пор наименее изученным остается процесс галогенирования поверхности золота. Связано это прежде всего с тем, что до недавнего времени золото, в отличие от большинства других переходных металлов, не представляло интереса с точки зрения катализа, т.к. из-за своей инертности не проявляло заметных каталитических свойств [2]. Однако с появлением катализаторов на основе наночастиц золота [3] и с возможностями, которые они потенциально открывают в области катализа, в частности эпоксирирования алкенов (простейшим представителем которых является этилен) [4], сильно возрос интерес к исследованию взаимодействия поверхности монокристалла с молекулярными галогенами [5].

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры слоя адсорбированного хлора на поверхности золота Au(111) в диапазоне температур $T = 5-120$ К и степеней покрытия от 0.01 до 1 монослоя (МС) методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) в сверхвысоком вакууме. Исследования при столь низких температурах позволили получить новую информацию о процессах снятия реконструкции чистой поверхности золота и формирования соразмерной решетки ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)R30°, а также проследить последующие превращения этой решетки в структуру пчелиных сот.

$\theta \leq 0.33$ МС

На начальном этапе формирования монослоя хлора происходит постепенное снятие реконструкции поверхности. На рис. 1, а приведено СТМ-изображение поверхности Au(111), покрытой небольшим количеством хлора. Хлор формирует одноатомные цепочки. Цепочки располагаются исключительно внутри г.ц.к. доменов реконструкции. Внутри цепочек атомы занимают г.ц.к. и г.п.у. центры адсорбции, располагаясь на расстоянии 4.4 и 5.0 Å друг от друга. С увеличением степени покрытия цепочки хлора увеличиваются в длину и начинают образовывать замкнутые кольца размером 30–50 Å (рис. 1, б). Кольца из атомов хлора при увеличении степени покрытия стремятся сгруппироваться в гексагональную структуру (рис. 1, в). Постепенно в результате адсорбции хлора растет площадь гексагональной структуры колец, что приводит к постепенному снятию реконструкции по всей поверхности. Степень покрытия поверхности хлором, соответствующая снятию реконструкции, составляет $\theta \approx 0.12$ МС.

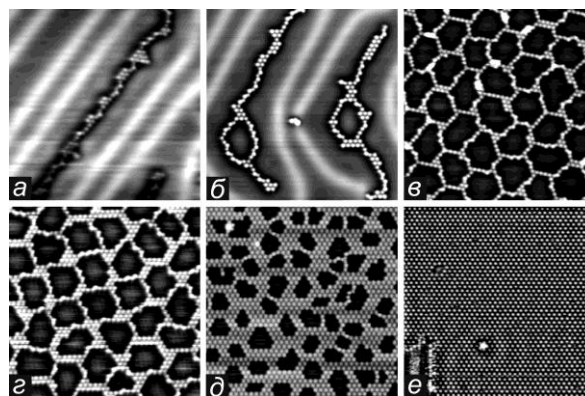


Рис. 1. СТМ-изображения ($200 \times 200 \text{ \AA}^2$, 5 К) поверхности Au(111) при последовательном увеличении степени покрытия в диапазоне $0.01 < \theta < 0.33$ МС.

При увеличении степени покрытия происходит одновременное уменьшение периода данной сверхструктуры с 37 \AA и среднего диаметра колец с 32 \AA до нуля. Одновременно увеличивается толщина стенок колец. Процесс эволюции гексагональной сверхструктуры, показанный на рис. 1, $z-e$, заканчивается формированием соразмерной решетки хлора $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ при степени покрытия $\theta = 0.33 \text{ МС}$. Измерения методом ДМЭ и СТМ показали, что гексагональная сверхструктура колец существует при температурах подложки $T < 110 \text{ К}$. При более высоких температурах наблюдается обратимый структурный переход порядок-беспорядок.

Рис. 2. Карты dI

Внутри колец реализуется двумерное размерное квантование электронов (рис. 2). Наблюдаемая нами картина распределения электронной плотности свидетельствует о том, что кольца являются двумерными квантовыми ямами для электронов подложки, что подтверждено анализом положений уровней энергии для собственных электронных состояний внутри кольца.

$\theta > 0.33 \text{ МС}$

При степени покрытия хлором $\theta > 0.33 \text{ МС}$ на поверхности Au(111) не наблюдается сжатия решетки $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Вместо этого появляются вытянутые объекты, состоящие из трех ярких максимумов высотой до 0.8 \AA независимо от параметров сканирования и ориентированные вдоль рядов решетки хлора $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (рис. 3, а). Первоначально данные объекты располагаются в соответствии с периодичностью решетки $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ на расстоянии 5.0 \AA , образуя линейные структуры, параллельные направлению рядов атомов хлора. Объекты располагаются непосредственно на подложке, а не поверх решетки хлора $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$. Адсорбция хлора приводит к увеличению плотности линейных структур, образованных данными объектами до тех пор, пока вся поверхность не оказывается занятой ими. После этого начинается уплотнение вытянутых объектов в димеры, в которых расстояние между объектами составляет

3 \AA . В насыщении на поверхности формируется сверхструктура типа пчелиных сот, образованная параллельными рядами в форме зигзагов, вытянутыми вдоль направления $\langle 110 \rangle$.

Для определения структуры объектов были проведены вычисления на основе функционала плотности с использованием программного пакета VASP. Нам удалось установить, что поверхностные структуры, наблюдаемые на поверхности золота (111) при степени покрытия хлором $\theta > 0.33 \text{ МС}$, состоят из локальных объектов со структурой, близкой к структуре молекулы хлорида золота AuCl_2 (см. рис. 3, б, в, г).

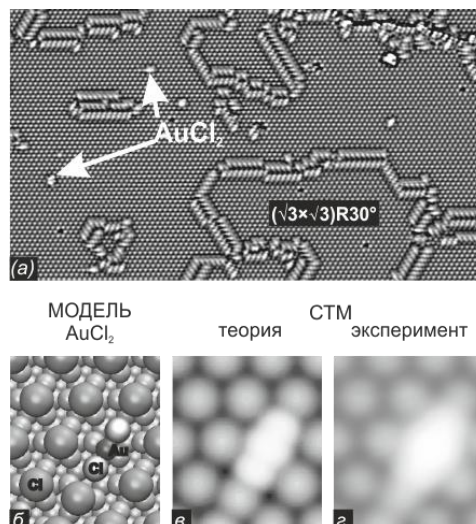


Рис. 3. СТМ-изображение хлорированной поверхности Au(111) при $\theta > 0.33 \text{ МС}$ ($470 \times 250 \text{ \AA}^2$, $U_s = 0.2 \text{ В}$, $I_t = 0.4 \text{ нА}$, 5 К), демонстрирующее формирование отдельных молекул поверхностного хлорида AuCl_2 (а). Модель молекул AuCl_2 , адсорбированных на поверхности Au(111) и окруженных монослоем хлора в структуре $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ (б). Рассчитанное (в) и экспериментальное (г) СТМ-изображения AuCl_2 .

Выполнение данной работы было частично поддержано государственными контрактами П2452, П2293 и П177 с Министерством образования и науки РФ, а также грантом РФФИ 90476-Укр_а.

1. Altman E.I. The Adsorption of Halogens on Metal and Semiconductor Surfaces, in Physics of Covered Solid Surfaces: Part I. Adsorbed Layers on Surfaces / Eds. by H.P. Bonzel. Springer-Verlag, 2001.
2. Bond G.C. Gold: a relatively new catalyst // Gold Bull. 2001. Vol. 34. P. 117–119.
3. Haruta M., Kobayashi T., Sano H., Yamada N. Novel gold catalysts for the oxidation of carbon monoxide at a temperature far below 0°C // Chem. Lett. 1987. Vol. 16. P. 405–408.
4. Pina C.D., Falletta E., Prati L., Rossi M. Selective oxidation using gold // Chem. Soc. Rev. 2008. Vol. 38. P. 2077–2095.
5. Deng X., Friend C.M. Chlorine promotion of styrene epoxidation on Au(111) // J. Am. Chem. Soc. 2005. Vol. 127. P. 17178–17179.

Полупроводниковые фотоэмиттеры с эффективным отрицательным электронным средством: пример «прикладной нанотехнологии»

А.С. Терехов

ИФП СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.
e-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru

Атомарно чистая поверхность полупроводниковых кристаллов является популярным полигоном, на котором изучаются разнообразные физико-химические и физические явления, интересные для науки. Изучаются закономерности формирования одиночных атомных ступеней и их взаимодействия между собой, определяющие фундаментальный геометрический рельеф поверхности. В некоторых случаях предметом дискуссий по-прежнему являются реконструкции поверхности полупроводников, формирующиеся под совокупным влиянием энгальпийных, энтропийных и кинетических факторов. Исследуются адсорбция, диффузия и реакции атомов на поверхности. Продолжающиеся исследования разнообразных явлений на поверхности полупроводников объясняются тем, что в результате они могут дать новые элементарные «кирпичики знания», необходимые для строительства будущих принципиально новых полупроводниковых (или иных) нанотехнологий. Тем не менее, несмотря на многолетние исследования, до сих пор не видно активных попыток создания «дорожной карты», ведущей к созданию практически полезных нанотехнологий.

С другой стороны, уже давно существуют «прикладные нанотехнологии» большой практической важности, такие, например, как гетерогенный катализ. Родились эти технологии давно и развивались во многом благодаря эмпирическим методам и интуиции исследователей. В настоящее время, когда хорошо развиты зондовые, спектроскопические, дифракционные и другие методы исследования поверхности твёрдых тел, их применение для изучения уже известных проблем даёт возможности значительного повышения эффективности этих «старых» технологий.

Применительно к поверхности полупроводников, такой «старой», «прикладной нанотехнологией» является технология полупроводниковых фотокатодов с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС). Несмотря на давнюю дату рождения [1], эта технология по-прежнему востребована и требует дальнейшего совершенствования, поскольку используется в наиболее современной военной и другой специальной технике, а также в разнообразных и дорогостоящих научных установках, используемых для фундаментальных и прикладных исследований. Так, например, во всех работающих и проектируемых линейных электронных ускорителях используются инжекторы спин-поляризованных электронов, созданные на основе полупроводниковых фотокатодов с ОЭС. Детекторы фотонов с ОЭС-фотокатадами используются в современных оптических

телескопах; на их основе проектируются новейшие телескопы для регистрации излучения Вавилова – Черенкова, различные приборы для медико-биологических исследований. Постоянное стремление потребителей к повышению технических характеристик специального и исследовательского оборудования приводит, в том числе, и к постоянному стремлению к повышению технических характеристик ОЭС-фотокатодов.

Наиболее важной частью ОЭС-фотокатодов, определяющей все основные параметры эмиттируемых в вакуум фотоэлектронов и основные технические характеристики самого прибора, является тонкий, толщиной порядка $\sim 5 - 10$ нм, приповерхностный слой GaAs, покрытый примерно нанометровым слоем цезия и кислорода. Столь малая величина этого принципиально важного приповерхностного слоя позволяет отнести ОЭС – фотокатод к приборам нанoeлектроники, а технологии его создания – к «прикладным нанотехнологиям».

Закономерности формирования атомной структуры приповерхностной, «нанотехнологичной» части фотокатода и особенности протекающих в ней электронных явлений до сих пор не получили достаточных научных обоснований. В значительной степени это связано с тем, что основной пик научных исследований технологии и физики ОЭС-фотокатодов пришёлся на 70-е годы прошлого века, когда технологии экстремально высокого вакуума и экспериментальные методы исследования атомарно-чистых поверхностей ещё не получили того высокого уровня развития, которого они достигли в последнее десятилетие. В связи с этим большинство операций, применявшихся в то время для изготовления ОЭС-фотокатодов, были далеки от совершенства, получавшиеся результаты плохо воспроизводились и вся технология больше походила на шаманство, чем на научно обоснованную и контролируемую процедуру.

Целью доклада является обзор работ нашего коллектива, направленных на создание научных основ технологии ОЭС-фотокатодов с физически-предельными характеристиками. Мы не были пионерами в этой области исследований, но в отличие от других отечественных и зарубежных групп поставили перед собой задачу уйти от технологического шаманства и поставить технологию ОЭС-фотокатодов на понятные научные рельсы. Подыгрывая современному «новоязу», я иногда называю создаваемую нами технологию «прикладной нанотехнологией». То, о чём я собираюсь рассказать, может оказаться полезным и для специалистов, работающих с атомарно-чистыми поверхностями полупроводников.

Приготовление атомарно-чистой поверхности GaAs. Первой операцией приготовления фотокатода является приготовление атомарно-чистой поверхности (АЧП) с концентрацией остаточных загрязнений, меньше 0,01 монослоя (ML). Исследовав различные рецепты, мы остановились на единственном, обеспечивающем воспроизводимый результат. Поверхность GaAs с любой ориентацией обрабатывается раствором HCl в изопропиловом спирте в атмосфере чистого азота. При этом удаляется слой естественного окисла с загрязнениями, а поверхность покрывается пассивирующим слоем As, толщиной 1–2 ML. Прогрев такой поверхности в сверхвысоком вакууме при $T = 300$ °C гарантирует получение АЧП, покрытой слоем избыточного мышьяка [2]. Было установлено, что формирование слоя мышьяка на поверхности является принципиально важным условием получения атомарно-чистой поверхности. При применении этой технологии к другим многокомпонентным полупроводникам необходим дополнительный поиск способа формирования поверхностного защитного слоя.

«Химические» приемы управления поверхностными реконструкциями GaAs: (Cs, H). Оказалось, что кроме АЧП, для создания ОЭС-фотокатодов с максимальной квантовой эффективностью необходим определённый тип реконструкции поверхности. Для получения желаемых реконструкций можно использовать молекулярные пучки Ga и As, но в нашем случае это оказалось дорого и неудобно. Оказалось, что можно обойтись подручными средствами. Так, например, нанесение Cs на поверхность ослабляет химическую связь мышьяка. Последующий прогрев при пониженной температуре облегчает десорбцию поверхностного мышьяка, что приводит к изменению поверхностной реконструкции в желаемом направлении [3]. Для управления поверхностными реконструкциями GaAs оказалось возможным использовать и атомарный водород [4].

Приготовление атомарно-гладкой поверхности GaAs. Было установлено, что поверхность GaAs-фотокатода, приготовленная описанным выше способом, не является атомарно-гладкой и может вызывать дополнительное рассеяние фотоэлектронов по импульсу. Стремясь частично подавить это рассеяние, мы изучили возможность «выглаживания» поверхности до состояния, при котором её рельеф представляет собой атомарно-гладкие террасы, отделённые друг от друга одноатомными ступенями. Было известно, что такое выглаживание возможно при нагреве полупроводника в атмосфере, находящейся в атмосфере, равновесной с его поверхностью. Был использован простейший способ создания такой атмосферы, позволивший изучить основные закономерности выглаживания поверхности GaAs [5].

Метаустойчивые состояния Cs на поверхности GaAs. Одной из наиболее «шаманских» операций в технологии ОЭС-фотокатодов является активирование его эмитирующей поверхности, при котором поверхностный потенциальный барьер для электронов (электронное сродство) уменьшается от начального значения, равного ~ 4.5 эВ, до конечного (эффективного) значения, равного ~ -0.2 эВ. Активирование поверхности осуществляется нанесением на неё цезия и кислорода. Во всех известных из литературы описаниях этой операции активирование начинается с нанесения цезия. Известно, что при адсорбции цезия наблюдается снижение истинного электронного сродства поверхности, вызванное поляризацией адсорбированных атомов цезия. Одновременно происходит увеличение приповерхностного изгиба зон, для объяснения которого необходима полная ионизация адсорбированного цезия. Долгое время была не ясна причина, вызывающая цезий-индуцированные состояния двух типов. Проведённые недавно исследования [6] показали, что наиболее вероятной причиной появления двух типов Cs-индуцированных состояний являются метастабильные цезиевые кластеры.

Нелокальная природа Cs-индуцированной адсорбции кислорода. Было давно установлено, что кислород в активирующем покрытии ОЭС-фотокатода увеличивает его дипольный момент и дополнительно понижает электронное сродство. Было эмпирически найдено также, что кислород при активировании фотокатода следует наносить после нанесения цезия, когда коэффициент его прилипания увеличивается примерно в 10^6 раз. Механизм Cs-индуцированной адсорбции был непонятен. Проведённые нами исследования показали [7], что вероятность адсорбции кислорода на поверхность GaAs(Cs) резко возрастает тогда, когда работа выхода поверхности понижается до 3,1 эВ. Пороговый характер адсорбции мы объяснили пересечением уровня Ферми на поверхности полупроводника с положением антисвязывающей орбитали молекулы кислорода вблизи поверхности.

1. Sheer J.J., Van Laar J. // Solid State Commun. **3**, 189 (1965).
2. Alperovich V.L., Tereshchenko O.E., Rudaya N.S., Sheglov D.V., Latyshev A.V., Terekhov A.S. // Appl. Surf. Sci. **235**, 249 (2004).
3. Терещенко О.Е., Альперович В.Л., Терехов А.С. // Письма ЖЭТФ. **79**, 163 (2004).
4. Toropetsky K.V., Tereshchenko O.E., Petukhov D.A., Terekhov A.S. // Applied Surface Science. **254**, 8041 (2008).
5. Alperovich V.L., Akhundov I.O., Rudaya N.S., Sheglov D.V., Rodyakina E.E., Latyshev A.V., Terekhov A.S. // Appl. Phys. Lett. **94**, 101908 (2009).
6. Журавлев А.Г., Альперович В.Л. // Письма в ЖЭТФ. **88**, 702 (2008).
7. Торопецкий К.В., Терещенко О.Е., Терехов А.С. // Письма ЖЭТФ. **88**, 597 (2008).

Control of superconductivity by $F_1/N/F_2$ spin valve

L.R. Tagirov¹, R.G. Deminov¹, O.V. Nedopekin¹, Ya.V. Fominov²,
T.Yu. Karminskaya³, M.Yu. Kupriyanov³, A.A. Golubov⁴

¹Physics Faculty, Kazan Federal University, 420008 Kazan.

²L.D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 119334 Moscow.

³Nuclear Physics Institute, Moscow State University, 119992 Moscow.

⁴Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology, University of Twente,
P.O. Box 217, 7500 AE Enschede, The Netherlands.

e-mail: ltagirov@mail.ru

We studied the critical temperature T_c of $S/F_1/N/F_2$ tetralayers (S is a singlet superconductor, F_1 is a ferromagnetic metal, and N is a non-magnetic normal metal), where the long-range triplet superconducting component is generated at noncollinear magnetizations of the F layers [1]. Actually, the $F_1/N/F_2$ heterostructure with arbitrary thicknesses of the layers is a conventional spin-valve which plays a role of actuator to control superconductivity in the S layer. We demonstrate for the first time that T_c in SF_1NF_2 tetralayers can be a nonmonotonic function of the angle α between magnetizations of the two F layers [2, 3]. The minimum is achieved at an intermediate α , lying between the parallel (P, $\alpha = 0^\circ$) and antiparallel (AP, $\alpha = 180^\circ$) configurations. This implies a possibility of a superconducting “triplet” spin-valve effect: at temperatures above the minimum T_c^{Tr} but below T_c^P and T_c^{AP} , the system is superconducting in the vicinity of the collinear configurations of magnetizations, as in the simplified $S/F_1/F_2(\infty)$ structure considered by us earlier [2]. At the same time, considering only the P and AP alignments, we find that both the “direct” $T_c^P < T_c^{AP}$ and “inverse” $T_c^P > T_c^{AP}$ switching between the superconducting and the normal conducting states of the S layer are possible depending on parameters of the system and thickness of the layers (see, again, Ref. [2]).

Figure 1 shows dependence of the transition temperature T_c on the angle α between magnetizations, the outer ferromagnetic layer F_2 having fixed thickness (see the Figure legends) [3]. Here T_{cS} is the superconducting transition temperature for the isolated S layer, the coherence lengths ξ_S and ξ_F as well as transparencies of the interfaces were taken typical for the SF-proximity systems [1]. At small thicknesses d_{F1} of the middle ferromagnetic layer, $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.3$, the switching effect is “direct”, while at a larger thickness, $d_{F1}/\xi_{F1} = 1.1$, the effect is “inverse”. Curve drawn for $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.76$ demonstrates the “triplet” spin-valve effect. Moreover, the re-entrant $T_c(\alpha)$ dependence ($d_{F1}/\xi_{F1} = 0.6$) is possible. In this situation the triplet spin-valve effect takes place even at $T = 0$ K. There is a possibility to enhance the spin-

valve effects if properly adjust the thickness of the F_2 layer close to the thickness of the F_1 layer. Then, the amplitude of $T_c(\alpha)$ variation in the case of “direct” switching is predicted $T_c^{AP} > 2T_c^P$ [3]. Possible experimental observation of the nonmonotonic or even re-entrant behavior of $T_c(\alpha)$ could be a signature of existence of the long-range triplet superconducting correlations in SF hybrid structures [1].

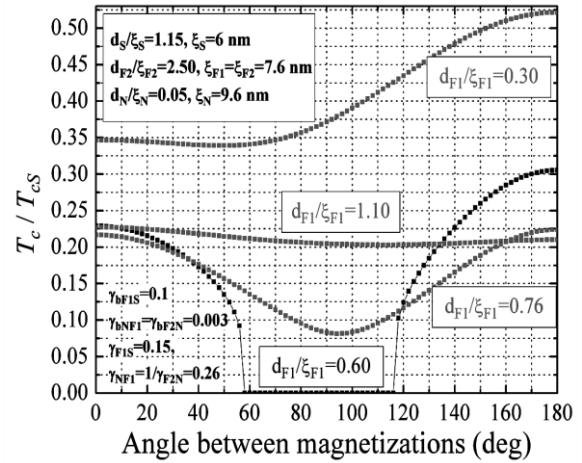


Fig. 1. Critical temperature T_c versus the misalignment angle α for the various thicknesses of the F_1 layer. Other parameters are given in the figure legends

This work was supported by RFBR (projects 09-02-12176-ofi_m and 09-02-12260-ofi_m), and DFG (project No GZ: HO 955/6-1).

1. Bergeret, F.S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1321-1373.

2. Fominov, Ya.V. Superconducting triplet spin valve / Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, et al. // Pis'ma v ZhETF. 2010. V. 91. P. 329-333 [JETP Lett. 2010. V. 91. P. 308-313].

3. Deminov, R.G. Critical temperature of superconducting spin-valve with FNF control unit / R.G. Deminov, L.R. Tagirov, O.V. Nedopekin et al. // Phys. Rev B (submitted).

Influence of the spin-dependent quasiparticle distribution on the Josephson current through a ferromagnetic weak link

I.V. Bobkova, A.M. Bobkov

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow reg., Russia.
e-mail: bobkova@issp.ac.ru

By now it is already well known that so-called odd-frequency triplet pairing correlations are generated in hybrid superconductor/ferromagnet (S/F) structures [1, 2]. The triplet Cooper pairs, existing in the nonsuperconducting part of the structure can be of two types: they can consist of electrons with opposite spins (zero total pair spin projection on the quantization axis $S_z = 0$) and of electrons with parallel spins ($S_z = \pm 1$). The wave function of pairs with opposite spins decays rapidly in the ferromagnet on the characteristic length $\xi_F = \sqrt{D/h}$ and simultaneously oscillates with the period $2\pi\xi_F$, where h is the exchange field in the ferromagnet and D is the diffusion constant. Because of short decay length this type of pairing correlations is referred to as short-range triplet correlations (SRTC). The wave function of pairs with parallel spins penetrates the ferromagnet over a large distance, which is of the order of $\xi_N = \sqrt{D/T}$. This component is referred to as long-range triplet component (LRTC) and appears only if a source of spin-flip processes exists in the system.

Vast literature is devoted to investigation of the triplet pairing in S/F structures. However, practically all the corresponding papers consider an odd-frequency triplet component under the condition that the energy distribution of quasiparticles is equilibrium and spin-independent. At the same time, it was shown recently that the creation of spin-dependent quasiparticle distribution in the interlayer of SFS junction leads to appearance of an additional contribution to the Josephson current [3]. Roughly speaking, the Josephson current can be represented as

$$j \propto \text{Tr}_2 \int d\varepsilon \hat{N}_j(\varepsilon) \hat{\phi}(\varepsilon), \quad (1)$$

where $N_j(\varepsilon)$ is the supercurrent-carrying density of states (SCDOS) and $\hat{\phi}(\varepsilon)$ is the distribution function. In the presence of triplet pairing correlations in the interlayer SCDOS becomes a matrix in spin space $\hat{N}_j = N_{j,s}\sigma_0 + N_{j,t}\sigma$. For the spin-dependent quasiparticle distribution the distribution function is also a matrix in spin space $\hat{\phi}(\varepsilon) = \phi_0(\varepsilon)\sigma_0 + \boldsymbol{\phi}(\varepsilon)\boldsymbol{\sigma}$. Then the Josephson current (1) takes the form

$$j \propto \int d\varepsilon [N_{j,s}(\varepsilon)\phi_0(\varepsilon) + N_{j,t}(\varepsilon)\boldsymbol{\phi}_t(\varepsilon)], \quad (2)$$

where the first term is carried by the singlet component of SCDOS and is referred to as j_s and the second term is carried by the triplet component of SCDOS and is referred to as j_t . It is seen that the triplet component of SCDOS can take part in the Josephson current transfer only under the condition that

the quasiparticle distribution in the interlayer is spin-dependent.

Here we report on the investigation of the interplay between the triplet correlations and spin-dependent quasiparticle distribution in a multilayered dirty S/N/F/N/S junction with s-wave superconducting leads, where a layer made of a weak ferromagnetic alloy having exchange field h is sandwiched between two normal metal. The direction of the F layer magnetization is assumed to be nonuniform in order to have a possibility of LRTC investigation.

In order to generate a spin-dependent quasiparticle distribution in the interlayer here we assume that each of the normal regions of the interlayer is attached to two additional normal electrodes. In their turn, these electrodes have insertions made of a strongly ferromagnetic material. Let the voltage $2V$ is applied between the two electrodes, attached to each of normal regions of the interlayer. Then under the certain conditions the distribution function in each of normal regions (left and right) of the interlayer takes the form

$$\begin{aligned} \hat{\phi}_{l,r} &\stackrel{\sim}{=} \varphi_0\sigma_0 + \varphi_t\mathbf{M}_{l,r}\boldsymbol{\sigma}, \\ \varphi_0 &= \frac{1}{2} \left(\tanh \frac{\varepsilon - eV}{2T} + \tanh \frac{\varepsilon + eV}{2T} \right), \\ \varphi_t &= \frac{1}{2} \left(\tanh \frac{\varepsilon - eV}{2T} - \tanh \frac{\varepsilon + eV}{2T} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

where $\mathbf{M}_{l,r}$ are unit vectors aligned with the magnetization directions of the left and right ferromagnetic insertions.

It can be shown that j_s is an even function of voltage V and j_t is an odd function of this voltage. Therefore, it is easy to extract in experiment contributions j_s and j_t from the full Josephson current: $j_s = j(V) + j(-V) / 2$, while $j_t = j(V) - j(-V) / 2$.

We suppose that the magnetization vector rotates in the F layer (within the junction plane): $\mathbf{h} = 0$, $h \sin \Theta \mathbf{x}$, $h \cos \Theta \mathbf{x}$. The rotation angle has a simple x -dependence: $\Theta \mathbf{x} = \Theta' x$, where Θ' does not depend on coordinates. Then j_t can be represented in the form:

$$j_t = -j_{SR} \frac{\mathbf{M}_l \mathbf{h}_l + \mathbf{M}_r \mathbf{h}_r}{2h} + j_{LR} \frac{\mathbf{M}_l \times \mathbf{h}_l - \mathbf{M}_r \times \mathbf{h}_r}{2h} \cdot \mathbf{e}_x, \quad (4)$$

where \mathbf{e}_x is the unit vector along the current direction, $\mathbf{h}_{l,r}$ are the exchange field values at the left and right N/F interfaces. The currents j_{SR} and j_{LR} are generated by the short-range and long-range triplet components of the anomalous Green's function, respectively. Consequently, if the F layer is thick, the

current j_{SR} is small due to the factor $\exp(-d_F/\xi_F)$, while j_{LR} is not suppressed by this factor. Here d_F is the full length of the F layer. Under the condition $\Theta'\xi_F \ll 1$ the part of j_s , which is not suppressed by $\exp(-d_F/\xi_F)$ is negligible and j_s is also small due to this factor.

It is seen from Eq.(4) that by choosing the appropriate orientation of \mathbf{M}_l and \mathbf{M}_r , one can, in principle, measure either j_{SR} or j_{LR} current contributions. For this reason it makes sense to discuss all the current contributions j_s , j_{SR} and j_{LR} separately. Fig.1 demonstrates these current contributions as functions of voltage V . The left panel corresponds to short enough F layer, where j_s and j_{SR} are not suppressed considerably. The right panel represents the case of longer F layer, where j_s and j_{SR} are already suppressed and the main contribution to the current for small enough voltages is given by j_{LR} . As it was mentioned above, j_{SR} and j_{LR} are absent at $V=0$, that is for spin-independent quasiparticle distribution.

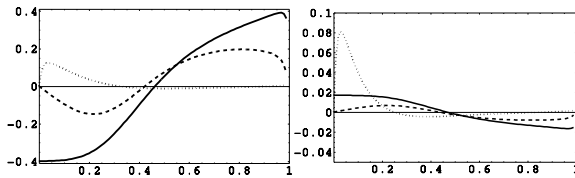


Fig. 1. j_s (solid line), j_{SR} (dashed line) and j_{LR} (dotted line) as functions of eV/Δ . The left panel corresponds to $d_F = 1$ and for the right panel $d_F = 2$. All lengths are measured in units of $\xi_S = \sqrt{D/\Delta}$, where Δ is the superconducting order parameter in the leads. The other parameters are the following: $d_N = 1, h = 10\Delta, \Theta'\xi_S = 0.2, T = 0$

Being an easily controllable parameter, voltage V gives a possibility to obtain highly nonlinear characteristics jV with a number of $0-\pi$ transitions, which can be essential for superconducting electronics. This is illustrated in Fig. 2.

The dependence of SRTC and LRTC of the anomalous Green's function in the interlayer on the quasiparticle energy can be partially extracted from the Josephson current measurements by taking the derivatives of the Josephson currents j_{SR} and j_{LR} with respect to V at $T \rightarrow 0$. SRTC and LRTC at the S/N interface can be represented as (for definiteness we consider the left S/N interface) $f_{SR(LR)} = f_{SR(LR)}^l e^{-i\chi/2} + f_{SR(LR)}^r e^{+i\chi/2}$, where $f_{SR(LR)}^l$ is the part of the corresponding triplet component generated by the proximity effect at the same (left) S/N interface and $f_{SR(LR)}^r$ is the part extended from the opposite (right) S/N interface, χ is the superconducting phase difference between the leads. One can show that

$$dj_{SR(LR)}/dV \propto \text{Im} \left[f_{SR(LR)}^r V / \sqrt{\Delta^2 - (eV + i\delta)^2} \right]. \quad (5)$$

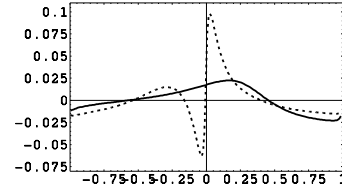


Fig. 2. Joint currents $j_s + j_{SR}$ (solid curves) and $j_s + j_{LR}$ (dashed curves) as functions of eV/Δ . $d_F = 2$. The other parameters are the same as in Fig. 1

The second system, which we consider here under spin-dependent quasiparticle distribution in the interlayer is S/N/S junction with magnetic S/N interfaces. The length of the N interlayer is d_N and the magnetic properties of the interfaces are described by the parameter G_ϕ , which characterizes the spin-dependent phase shift of the quasiparticles being reflected from the interface. Due to the additional contribution j_t the full critical Josephson current at some particular voltage V between additional electrodes can essentially exceed the critical current j_{nm} for S/N/S junction with the same conductance of S/N interfaces, but having $G_\phi = 0$. The effect is mostly pronounced at low temperatures. The corresponding plots are shown in the left panel of Fig.3. The presence of j_t also results in rather nontrivial dependence of the critical Josephson current on temperature: as opposed to the case of equilibrium nonmagnetic S/N/S junction, where the current is sharply suppressed by temperature, in the considered case at a finite voltage V it can at first rise with temperature and only then start to decline. This is illustrated in the right panel of Fig. 3.

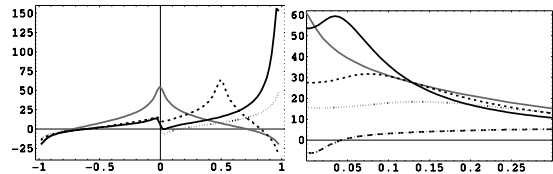


Fig. 3. Left panel: critical current in dependence on eV/Δ . $T = 0.01\Delta$, $d_N = 0.3\xi_S$, $G_\phi\xi_S/\sigma_N = 0.15$ (dashed curve), 0.3 (solid curve) and 0.45 (dotted curve). σ_N is the N layer conductivity. The gray solid line represents $j_{nm}(V)$. Right panel: critical current in dependence on temperature for several different V . Black solid curve: $G_\phi\xi_S/\sigma_N = 0.3$, $eV/\Delta = 0.85$; dashed curve: $G_\phi\xi_S/\sigma_N = 0.3$, $eV/\Delta = 0.7$; dotted curve: $G_\phi\xi_S/\sigma_N = 0.3$, $eV/\Delta = 0.5$; dashed-dotted curve: $G_\phi\xi_S/\sigma_N = 0.45$, $eV/\Delta = 0.05$.

1. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, Phys.Rev.Lett. **86**, 4096 (2001).
2. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
3. I.V. Bobkova and A.M. Bobkov, Phys. Rev. B **82**, 024515 (2010).

FFLO states and quantum oscillation effects in mesoscopic superconductors and superfluid ultracold Fermi gases

A.S. Mel'nikov¹, A.V. Samokhvalov¹, A.I. Buzdin²

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod.

² Institut Universitaire de France and Université Bordeaux I, France.

e-mail: melnikov@ipm.sci-nnov.ru

We have studied the distinctive features of the Fulde-Ferrel-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) instability and phase transitions in two-dimensional (2D) mesoscopic superconductors placed in magnetic field of arbitrary orientation and rotating superfluid Fermi gases with imbalanced state populations. Using a generalized version of the phenomenological Ginzburg-Landau theory we have shown that the FFLO states are strongly modified by the effect of the trapping potential confining the condensate. The phenomenon of the inhomogeneous state formation is determined by the interplay of three length scales: (i) length scale of the FFLO instability; (ii) 2D system size; (iii) length scale associated with the orbital effect caused either by the Fermi condensate rotation or magnetic field component applied perpendicular to the superconducting disc. We have studied this interplay and resulting quantum oscillation effects in both superconducting and superfluid finite - size systems with FFLO instability and described the hallmarks of the FFLO phenomenon in a restricted geometry. The finite size of the system is shown to affect strongly the conditions of the observability of switching between the states with different vorticities.

Recent experimental works (see, e.g., [1]) on the superfluidity in two-state mixtures of ultracold fermionic atoms with imbalanced state populations have stimulated the interest to a possibility to observe the inhomogeneous states with nonzero-momentum Cooper pairs. In the present work we study the distinctive features of the vortex states and phase transitions in superfluid ultracold Fermi gases with different pairing species. The mismatch $\delta\mu$ in chemical potentials of the pairing species (population imbalance) affects the superfluid gas analogously to the exchange field in superconducting metals resulting in the formation of the inhomogeneous FFLO states. The rotation of the system provides an additional source of the order parameter inhomogeneity associated with vortices. The transitions between the states with different vorticities can result in the oscillatory dependence of the superfluid critical temperature vs the angular velocity and/or population imbalance. For an unbounded 2D system such possibility has been recently discussed in [2]. The goal of our paper is to analyze the effect of the trapping potential on the quantum oscillation effects. Our approach is based on the phenomenological Ginzburg-Landau (GL) theory generalized to describe the FFLO states [3,4]. Calculating the superfluid critical temperature one can take the GL free energy functional in the form:

$$F = \int ((a + V(\vec{r})) |\Psi|^2 - \beta |\vec{D}\Psi|^2 + \gamma |\vec{D}^2\Psi|^2) dx dy,$$

where Ψ is the superfluid order parameter, $V(\vec{r}) = M\omega^2 r^2/2$ describes the trap potential confining the motion of particles in the (xy) plane, ω is the trapping frequency, M is the atomic mass, $a = \alpha(T - T_{c0})$, $T_{c0}(\delta\mu)$ is the critical temperature of the superfluid transition into a homogeneous state, $\vec{D} = \nabla - 2iM[\vec{\Omega}, \vec{r}]/\hbar$, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$, $\vec{\Omega}$ is the angular velocity vector directed along the z axis, $\beta > 0$, $\gamma > 0$, and the negative sign of the gradient term $-\beta |\vec{D}\Psi|^2$ is responsible for the FFLO instability with respect to the inhomogeneous state formation. Note that here we omit the terms of the higher order in Ψ which come into play only below the superfluid transition. For the sake of simplicity we restrict ourselves to the 2D case assuming, thus, the trap potential to be strongly anisotropic and considering only the lowest energy state for the motion in the z direction. The FFLO instability is governed by the population imbalance $\delta\mu$ which is responsible for the positive sign of the coefficient β in the above functional. The wave function corresponding to the free energy functional minimum is characterized by a certain angular momentum L : $\Psi(\vec{r}) = f_L(r)e^{iL\theta}$, where (r, θ) is a polar coordinate system, and the equation for $f_L(r)$ reads:

$$D^4 f_L + 2D^2 f_L + (\tau + v_0 \rho^2) f_L = 0,$$

$$D^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \left(\frac{L}{\rho} + \varphi_a \rho \right)^2.$$

Here we introduced the dimensionless coordinate $\rho = k_0 r$, the characteristic wave vector $k_0 = \beta/2\gamma$ of the spatial order parameter modulation in the FFLO state, dimensionless shift of the superfluid critical temperature $\tau = a/\gamma k_0^4$, parameter $v_0 = M\omega^2/2\gamma k_0^6$ characterizing the trapping potential, and the dimensionless angular velocity $\varphi_a = 2M\Omega/\hbar k_0^2$. Let us consider the following expansion for the order parameter: $f_L(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n u_{nL}(\rho)$, where $u_{nL}(\rho)$ are the eigenfunctions of the operator $-D^2$ corresponding to the eigenvalues $q_{nL}^2 = 2\varphi_a(2n + |L| + L + 1)$, the coefficients c_n satisfy the equations $(2q_{nL}^2 - q_{nL}^4)c_n -$

$-\sum_m v_{nm} c_m = \tau c_n$, and the matrix elements take the

form: $v_{nm} = v_0 \int_0^\infty u_{mL} u_{nL} \rho^3 d\rho$. The maximal eigenvalue

τ for this system determines the shift of the critical temperature of the FFLO transition. Within the first – order perturbation theory in v_0 one can obtain a simple estimate for this shift: $\tau = \max_{L \geq 0} \left[(4\varphi_a - v_0/\varphi_a)(2L+1) + v_0 L/\varphi_a - 4\varphi_a^2(2L+1)^2 \right]$

. This expression appears to be in a good qualitative agreement with the results of the numerical solution of the above eigenvalue problem shown in Fig. 1 for different trapping frequencies.

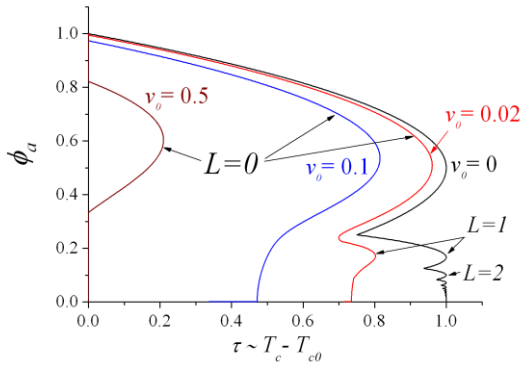


Fig. 1. The phase diagram for the FFLO states in the rotating superfluid gas

One can clearly observe a strong effect of the trap potential on the phase diagram: the increase in the trapping frequency results in the suppression of the switching between the states with different angular momenta. Thus, the confinement of the gas in the trap affects strongly the conditions of the observability of the quantum oscillation effects in the FFLO state. On the other hand the case of large trapping frequencies provides an interesting possibility to observe the rotation induced superfluid state (see Fig. 1). Note that these theoretical findings can be applied as well for

the description of the FFLO phenomenon in mesoscopic superconducting samples provided we omit the trapping potential, replace the rotation angular velocity by an external magnetic field and impose, for instance, a zero boundary condition on the order parameter derivative. The FFLO instability in this case can be caused by the Zeeman interaction between the electron spins and an additional magnetic field applied in the plane of the 2D system. Considering the FFLO states for a 2D superconducting disc of a certain radius R we clearly observed the suppression of the oscillatory dependence of the critical temperature vs the applied magnetic field with the decrease in the disc radius. Note in conclusion, that the nontrivial behavior of the vortex states can also reveal even beyond the range of the FFLO instability when the coefficient β in the above functional is negative. In the vicinity of the tricritical Lifshitz point this coefficient β should be small and the higher order gradient terms in the functional can result in the qualitative modification of the vortex state characteristics. To illustrate possible new effects we considered the limit of low angular velocities (or magnetic fields) corresponding to the well developed superfluid order parameter and evaluate the critical angular velocity of the vortex entry in the vicinity of the tricritical Lifshitz point: $\Omega_c \propto R^{-4/3}$. This scaling law is in sharp contrast with the standard $\Omega_c \propto R^{-2} \ln R$ behavior in mesoscopic discs.

Acknowledgements. This work was supported, in part, by the Russian Foundation for Basic Research, the "Dynasty" Foundation, and the Program "Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009-2013".

1. M. W. Zwierlein, A. Schirotzek, C.H. Schunck, and W. Ketterle, *Science* **311**, 492 (2006).
2. M. L. Kubic, A. Sedrakian, and D. H. Rischke, *Phys. Rev. A* **80**, 043610 (2009).
3. A. I. Buzdin and M. L. Kubic, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 203 (1984).
4. A. I. Buzdin and H. Kachkachi, *Phys. Lett. A* **225**, 341 (1997).

Микроскопический сценарий депиннинга вихрей с протяженных дефектов: критерий Ландау для определения тока депиннинга

А.С. Мельников, А.В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Простейшие феноменологические модели пиннинга вихря Абрикосова указывают две основные причины, приводящие к притяжению вихря к цилиндрической полости, в которой параметр порядка подавлен [1]. Это выигрыш в энергии конденсации и уменьшение кинетической энергии экранирующего тока, вызванные присутствием неоднородности. Оценки максимального значения плотности тока, при которой вихрь еще остается локализованным в полости, дают величину порядка плотности тока распаривания $j_d = cH_{cm} / 3\sqrt{6}\pi\lambda$, а механизм депиннинга состоит в подавлении внешним током потенциального барьера U_p , препятствующего срыву вихря с дефекта под действием силы Лоренца. Данные представления оказываются, однако, неадекватными при описании пиннинга (депиннинга) вихрей, если характерный размер полости a становится порядка или меньше длины когерентности ξ . Существующие к настоящему времени микроскопические модели [2], пригодные для анализа взаимодействия вихря с дефектом малого радиуса $1/k_F \ll a < \xi$, показывают, что определяющим фактором является рассеяние квазичастиц на дефекте, а элементарная сила пиннинга существенно зависит от вида спектра квазичастичных возбуждений в вихре, захваченном дефектом.

В докладе рассмотрена микроскопическая модель, объясняющая пиннинг вихря Абрикосова на протяженном цилиндрическом дефекте изменением электронной структуры вихря, взаимодействующего с полостью: из-за нормального рассеяния на поверхности в спектре возбуждений квазичастиц возникает минищель $\Delta_m \approx 2\varepsilon_m = 2\varepsilon_0(\mu_a)$, размер которой растет с увеличением радиуса дефекта a [3].

Величина минищели Δ_m определяется энергией аномальной ветки спектра Кароли – де Жена – Матрикона (CdGM) в вихре Абрикосова [4] $\varepsilon_0(\mu) = -\mu\Delta_0 / k_F\xi$ и угловым моментом квазичастиц $|\mu| = \mu_a$ с прицельным параметром $b = -\mu/k_F$, равным радиусу цилиндра $|b| = a$ ($\mu_a = k_F a$). Появление минищели $\Delta_m \gg T$ препятствует спектральному переносу возбуждений через сверхпроводящую щель Δ_0 , т.е. несмотря на присутствие вихря в сверхпроводнике диссипации нет. С макроскопической точки зрения отсутствие диссипации означает, что вихрь неподвижен, а вихревая нить закреплена в полости. Отметим, что

в случае одноквантового вихря минищель в спектре образуется при любом значении радиуса a [3]. Это означает, что при низких температурах T одноквантовый вихрь захватывается полостью любого радиуса, а величина минищели служит грубой оценкой энергии пиннинга: $U_p \approx \Delta_m \sim a/\xi$. Изменение механизма пиннинга при уменьшении размера дефекта приводит к качественному изменению и процесса срыва вихря с протяженных дефектов малого радиуса внешним током: «уходу» вихря с центра пиннинга предшествует образование связанного состояния, при котором вне полости формируется пара вихревых структур с противоположным направлением циркуляции фазы.

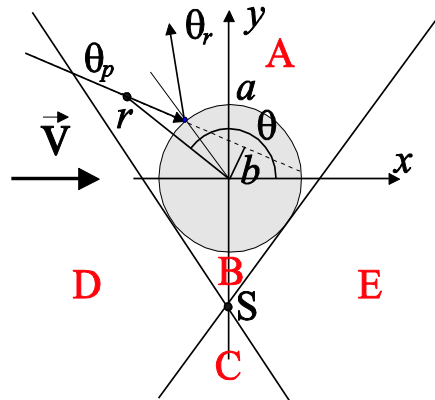


Рис. 1. Зеркальное отражение квазиклассической траектории от поверхности полости

Рассмотрим подробнее процесс срыва вихря с бесконечной вдоль оси z цилиндрической полости радиуса $a < \xi$ под действием сверхтока $\vec{j} = j\vec{x}_0 = en_s\vec{V}$. Для простоты будем использовать модельный вид спектра квазичастиц $\varepsilon(\mu)$ в одноквантовом вихре, захваченном полостью:

$$\varepsilon(\mu) / \Delta_0 = \begin{cases} -\chi(\mu), & |\mu| < \mu_a \\ -\hbar\omega_0\mu, & |\mu| \geq \mu_a \end{cases}, \quad (1)$$

где величина $\hbar\omega_0 = \Delta_0 / k_F\xi$ определяет интервал между уровнями энергии в CdGM ветке, а $\chi(\mu) = \text{sign } \mu$. Внешний сверхток \vec{j} вызывает доплеровский сдвиг уровней энергии $\varepsilon_d = (\vec{p} \cdot \vec{V})$, где импульс $\vec{p} = p_F(\cos\theta_p, \sin\theta_p)$ определяется углом ориентации θ_p квазиклассической траектории (см. рис.1). Доплеровский сдвиг максимален, если квазичастица движется вдоль сверхтока

($\theta_p = 0, \pi$), не рассеиваясь на дефекте ($|\mu| \geq \mu_a, \theta_r = \theta_p$). При превышении сверхскоростью критического значения $V_L = \Delta_m / p_F \approx \Delta_0 a / p_F \xi$ минищель в спектре

$$\tilde{\varepsilon}(\mu, \theta) = \varepsilon(\mu) + \varepsilon_d(\mu, \theta) \quad (2)$$

исчезает и появляются состояния на уровне Ферми. Подобные изменения аномальной ветки спектра квазичастиц могут приводить к искажениям профиля сверхпроводящей щели $\tilde{\Delta}(r, \theta) = \Delta_0 e^{i\theta} + \delta\Delta(r, \theta)$ в окрестности полости $r \sim a \ll \xi$. В квазиклассическом приближении при $T \rightarrow 0$ и пренебрегая на расстояниях $r \ll \xi$ координатной зависимостью собственных функций, возмущение $\delta\Delta$ можно записать следующим образом [5]:

$$\delta\Delta(r, \theta) = \frac{\Delta_0}{4i} \int_0^{2\pi} d\theta_p e^{i\theta_p} \chi(\tilde{\varepsilon}) - \chi(\varepsilon). \quad (3)$$

Очевидно, что при $V \leq V_L$ профиль щели остается неизменным и $\delta\Delta = 0$. При $V > V_L$ доплеровский сдвиг уровней энергии качественно изменяет распределение параметра порядка $\tilde{\Delta}(r, \theta) = |\tilde{\Delta}| e^{i\theta}$ в окрестности полости:

$$\tilde{\Delta} = \Delta_0 e^{i\theta} \begin{cases} 1, & \text{в } A, C, \\ 1 - 2\sqrt{1 - a^2 / r^2}, & \text{в } B, \\ 1 - e^{i\alpha_r} + e^{-i\alpha_u}, & \text{в } D, \\ 1 - e^{-i\alpha_r} + e^{-i\alpha_u}, & \text{в } E, \end{cases} \quad (4)$$

где $u = V / \omega_0$, $\sin \alpha_r = a / r$,

$$\sin \alpha_u = \frac{u \cos \theta}{\sqrt{r^2 + 2ur \sin \theta + u^2}},$$

а области $A-E$ на плоскости (x, y) показаны на рис.1. Распределение параметра порядка $\tilde{\Delta}(r, \theta)$ (4) соответствует появлению особенности в распределении фазы $\varphi(r, \theta)$ вне полости в точке $S(0, -u)$. Циркуляция фазы φ изменяется на 2π при обходе по контуру вокруг точки S , что означает образование в точке S особенности с той же положительной завихренностью, что и исходный вихрь в полости. Кроме того, в секторе B на расстоянии $r = 2a / \sqrt{3}$ от центра полости формируется распределенная область, в которой параметр порядка $\tilde{\Delta}$ обращается в нуль, а циркуляция фазы φ вокруг этой области равна -2π . Другими словами, при $V > V_L$ внешний сверхток \vec{j} индуцирует вне полости связанное вихревое состояние в виде пары вихрь-антивихрь. Соответствующее значение плотности тока $j_L = en_s V_L$ выражается через плотность тока распаривания j_d следующим образом:

$$j_L = 3\sqrt{3} j_d a / \xi \ll j_d. \quad (5)$$

Появление при $V > V_L$ состояний на уровне Ферми означает существование для $\tilde{\varepsilon} = 0$ в плоскости (μ, θ_p) квазиклассических орбит

$$\mu(\theta_p) = \begin{cases} \pm \mu_a, \\ -\tilde{\varepsilon} / \hbar \omega_0 + k_F u \cos \theta_p, & |\mu| \geq \mu_a, \end{cases} \quad (6)$$

которые показаны на рис. 2. Разрушение связанного состояния (4) происходит, если скорость сверхтока настолько велика, что необходимо учитывать влияние туннелирования Ландау – Зенера между орбитами в окрестности $\theta_p \approx \pm \pi / 2$. Используя принцип неопределенности $\Delta\mu \Delta\theta \sim 1$ и уравнение (6), легко найти, что $\Delta\mu \sim \sqrt{k_F u}$. Полагая, что туннелирование Ландау-Зенера существенно, если $\Delta\mu > \mu_a$, можно оценить критическую скорость V_p , превышение которой должно означать разрушение связанного вихревого состояния в окрестности полости: $V_p > k_F \omega_0 a^2$. Соответствующее значение сверхтока $j_p = en_s V_p$ определяет величину тока депиннинга вихря с цилиндрического дефекта с размером $a \ll \xi$:

$$j_p = 3\sqrt{3} j_d (k_F a) a / \xi \gg j_L. \quad (7)$$

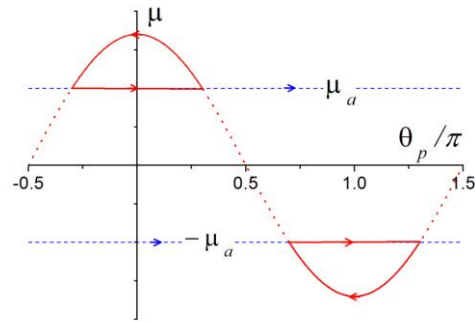


Рис.2 Схематическое изображение квазиклассических орбит $\mu(\theta_p)$, соответствующих состояниям на уровне Ферми $\tilde{\varepsilon} = 0$ для $V > V_L$. Стрелками показано направление прецессии квазиклассической траектории по орбитам, описываемое уравнением Гамильтона $\hbar \partial \theta_p / \partial t = \partial \varepsilon / \partial \mu$.

Работа частично поддержана РФФИ, программой РАН "Квантовая физика конденсированных сред" и федеральной целевой программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013".

1. Г. С. Мкртчян, В. В. Шмидт, ЖЭТФ **61**, 367 (1971); A. Buzdin and D. Feinberg, Physica C **256**, 303 (1996); A. Buzdin and M. Daumens, Physica C **294**, 257 (1998); H. Nordborg and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **62**, 12408 (2000).
2. E. V. Thuneberg, J. Kurkijarvi, and D. Rainer, Phys. Rev. Lett. **48**, 1853 (1982); Phys. Rev. B **29**, 3913 (1984); E. V. Thuneberg, J. Low Temp. Phys. **57**, 415 (1984);
3. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, M. N. Zubarev, Phys. Rev. B **79**, 134529 (2009).
4. C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964).
5. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **57**, 233 (1993).

Гигантские изменения магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток CoFe/Cu при субнанометровой вариации толщины буферного слоя хрома

М.А. Мильяев, Л.И. Наумова, Т.П. Креницина, Н.С. Банникова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, С. Ковалевской, 18, Екатеринбург.
e-mail: milyaev@imp.uran.ru

Современные магниторезистивные наноматериалы, состоящие из ультратонких слоев магнитных и немагнитных металлов, обладают эффектом гигантского магнитосопротивления (МС), благодаря чему имеют широкое применение в различных технических приложениях. Одним из магнитных материалов, слои которого входят в состав интенсивно исследуемых сверхрешеток, систем типа "спиновый клапан" и спин-туннельных наноструктур, является сплав $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x$, слои которого чередуются, например, со слоями Cu. Ранее было установлено, что замена в сверхрешетках Co/Cu, обладающих рекордными для магнитных металлических сверхрешеток величинами МС [1], кобальта на сплав $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ приводит к увеличению эффективного магнитного момента на атом ферромагнитного слоя, к повышению магнитосопротивления и уменьшению магнитного гистерезиса [2, 3], а также к улучшению температурной стабильности [4]. Исследования зависимости величины МС и гистерезиса от условий приготовления сверхрешеток $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(23 \text{ \AA})]_8$ показали [5], что при использовании различных материалов фиксированной толщины $t = 100 \text{ \AA}$ в качестве буферного слоя гистерезис сверхрешетки может изменяться на порядок величины по сравнению со сверхрешеткой без буферного слоя. В настоящей работе для аналогичных сверхрешеток $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(23 \text{ \AA})]_n$ проведены исследования зависимости структурных свойств, гистерезиса и величины МС от типа подложки, а также от типа материала и толщины буферного слоя. Особое внимание уделено сверхрешеткам с буферным слоем Cr, наиболее сильно изменяющего их гистерезисные свойства.

Сверхрешетки приготовлены магнетронным напылением на постоянном токе с помощью напылительной системы MPS-4000-C6 (Ulvac) с использованием подложек кремния (100)Si, сапфира $(10\bar{1}2)\text{Al}_2\text{O}_3$ и стекла (Corning). На поверхности пластин кремния имелся слой оксида SiO_2 , образовавшийся в результате естественного, без использования специальных методов, окисления поверхности в нормальных условиях. Напыление пленок проведено при комнатной температуре, фиксированных давлении аргона 0.1 Па и мощности магнетронов 100 ватт. Базовое давление остаточных газов в камере напыления было $P = 6 \cdot 10^{-7}$ Па. В качестве буферного слоя были использованы материалы: хром, железо, медь и сплав $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Для защиты поверхности сверхре-

шетки от окисления образец покрывался слоем хрома или тантала толщиной 10 \AA . Аттестация подложек и определение скорости напыления каждого материала при заданной мощности производилась с использованием бесконтактного метода сканирующей интерферометрии при помощи оптического профилометра Zygo NewView 7300. Типичная шероховатость подложек по величине среднеквадратичного отклонения составляла $5 \div 7 \text{ \AA}$. Исследования структурных характеристик образцов проводились методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Измерения полевых зависимостей намагниченности выполнены на вибрационном магнитометре. Сопротивление образцов измерялось на постоянном токе четырехконтактным методом при протекании тока в плоскости слоев. Магнитное поле было направлено в плоскости пленки перпендикулярно току. Все измерения выполнены при комнатной температуре.

На рис. 1 представлены результаты измерения магнитосопротивления сверхрешеток с буферным слоем из различных материалов фиксированной толщины 100 \AA . Видно, что наибольшей величиной МС и наибольшим гистерезисом обладает сверхрешетка с буферным слоем Cr. Для детального изучения перехода от состояния с низким гистерезисом к состоянию с большим гистерезисом была приготовлена серия сверхрешеток с буферным слоем хрома, толщина которого изменялась в интервале $t_{\text{Cr}} = (0 \div 150) \text{ \AA}$.

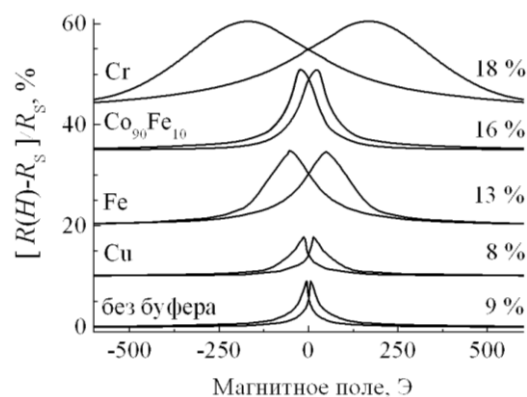


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления для сверхрешеток с различным материалом буферного слоя: $(100)\text{Si}/N(100 \text{ \AA})/[\text{CoFe}(15 \text{ \AA})/\text{Cu}(23 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(10 \text{ \AA})$, где N обозначает: Cr, $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, Fe, Cu. Справа указана величина $(\Delta R/R_S)_{\text{макс}}$ для каждой кривой. R_S – сопротивление в поле магнитного насыщения

Было выявлено, что тип подложки слабо влияет на величину МС, в то время как наличие буферного слоя Сг толщиной $t_{Cr} = (20 \div 30)$ Å увеличивает МС приблизительно в три раза в сравнении с величиной МС сверхрешетки без буферного слоя (рис. 2). При этом обнаружена немонотонная, скачкообразная зависимость гистерезиса от толщины буферного слоя Сг. А именно основное изменение коэрцитивной силы (на порядок величины) происходит при вариации толщины буферного слоя Сг на $\Delta t_{Cr} = 5$ Å в интервале толщин $t_{Cr} = (15 \div 20)$ Å.

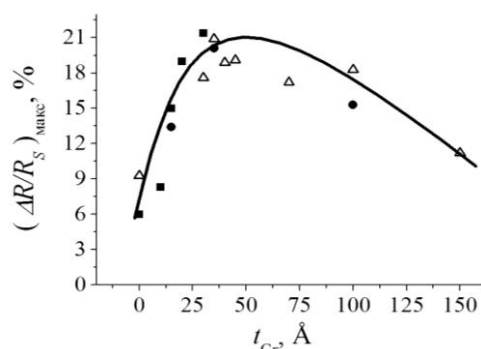


Рис. 2. Зависимость максимальной величины магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\max}$ от толщины буферного слоя хрома в сверхрешетках $Cr(t_{Cr})/[CoFe(15 \text{ Å})/Cu(23 \text{ Å})]_8$. Символами обозначены сверхрешетки с различным материалом подложки: Δ – (100)Si, \blacksquare – (10-12) Al_2O_3 , \bullet – стекло

Петли магнитного гистерезиса двух сверхрешеток, соответствующих по толщине буферного слоя Сг границе перехода от низкокоэрцитивного состояния к высококоэрцитивному, приведены на рис. 3. При дальнейшем увеличении толщины буферного слоя хрома до $t_{Cr} = 150$ Å высококоэрцитивное состояние в сверхрешетках сохраняется.

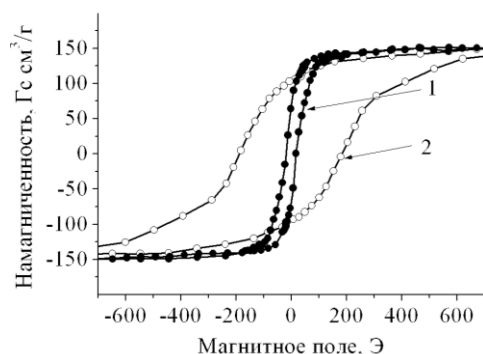


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса сверхрешеток $Al_2O_3/Cr(t_{Cr})/[CoFe(15 \text{ Å})/Cu(23 \text{ Å})]_8$, $t_{Cr} = 15$ Å (кривая 1) и $t_{Cr} = 20$ Å (кривая 2)

Структурные исследования показали, что скачкообразное изменение магнитных и магниторезистивных характеристик сверхрешеток с буферным слоем Сг сопровождается изменением кристаллической структуры слоев Cu и CoFe, что проявляется в исчезновении текстуры типа $\langle 111 \rangle$ при $t_{Cr} > 20$ Å (рис. 4). Подобное исчезновение текстуры $\langle 111 \rangle$ было обнаружено также в сверхре-

шетках с буферным слоем Fe при $t_{Fe} > 30$ Å. Это означает, что данный эффект связан не с типом материала буферного слоя, а со структурой его поверхности, обусловленной формированием в нем ОЦК-структуры. Величина же коэрцитивной силы определяется типом материала буферного слоя. Несмотря на близкие параметры ОЦК-решетки Сг и Fe, влияние этих материалов на гистерезис различно – коэрцитивная сила сверхрешетки $Fe/[CoFe/Cu]_n$ в три раза меньше, чем у сверхрешеток $Cr/[CoFe/Cu]_n$. Такое различие в гистерезисных свойствах, по-видимому, связано с тем, что двойной ферромагнитный слой Fe/CoFe перемagnичивается в относительно малом магнитном поле, которое, в свою очередь, не влияет на магнитное состояние в буферном слое антиферромагнитного хрома. Если в слое Сг имеются области (домены) с различным направлением магнитных моментов, то за счет эффекта однонаправленной анизотропии такие домены в Сг оказывают пиннирующее действие на движение доменных границ в соседнем слое CoFe, приводящее к увеличению гистерезиса.

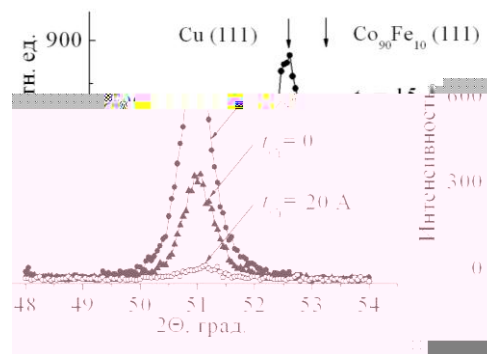


Рис. 4. Изменение интенсивности пика (111)Cu сверхрешетки $Al_2O_3/Cr(t_{Cr})/[CoFe(15 \text{ Å})/Cu(23 \text{ Å})]_8$ в зависимости от толщины буферного слоя хрома для $t_{Cr} = 0$; 15 Å; 20 Å

Работа выполнена в рамках темы «Спин», при частичной поддержке Программы Президиума УРО РАН № 09-П-2-1037, РФФИ № 10-02-00590 и проекта ОФН РАН № 09-Т-2-1014.

1. *Parkin S.S.P.* Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers / S.S.P. Parkin, Z.G. Li, D.J. Smith // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 58, № 23. P. 2710–2712.
2. *Kataoka N.* Magnetoresistance of Co-X/Cu multilayers / N. Kataoka, K. Saito, H. Fujimori // *J. Magn. Magn. Mater.* 1993. V. 121. P. 383–385.
3. *Saito Y.* Giant magnetoresistance in Co/Cu, Co_9Fe/Cu , and $Co_{7.5}Fe_{2.5}/Cu$ multilayers / Y. Saito, S. Hashimoto, K. Inomata // *IEEE Trans. on magn.* 1992. V. 28, № 23. P. 2751–2753.
4. *Wang D.* Thermal stability, low saturation field, low hysteresis, high GMR CoFe/Cu multilayers / D. Wang, J. Anderson, J.M. Daughton. // *IEEE Trans. on magn.* 1997. V. 33, № 5. P. 3520–3522.
5. *Gangopadhyay S.* Giant magnetoresistance in CoFe/Cu multilayers with different buffer layers and substrates / S. Gangopadhyay, J.X. Shen, M.T. Kief, J.A. Barnard, M.R. Parker // *IEEE Trans. on magn.* 1995. V. 31, № 6. P. 3933–3935.

Магнитные туннельные и гибридные структуры в геометрии «ток в плоскости»

Н.В. Волков^{1,2}, Е.В. Еремин^{1,2}, А.С. Тарасов¹, М. В. Рауцкий¹, С.Н. Варнаков^{1,2},
С.Г. Овчинников^{1,2}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск.

² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, пр. Красноярский Рабочий, 31,
Красноярск.

e-mail: volk@iph.krasn.ru

В полной мере все разнообразие спин-зависимых электронных явлений можно наблюдать в магнитных туннельных структурах. Неслучайно считается, что исследования в области туннельного магнитосопротивления и магнитных туннельных контактов в целом стали важным этапом развития спинтроники, и интерес к спин-поляризованному транспорту через туннельные структуры только продолжает расти [1]. Имеет это отношение и к еще одному очень привлекательному направлению в спинтронике – спин-поляризованному транспорту в гибридных наноструктурах, состоящих из магнитных слоев и слоев немагнитных полупроводников. Такие структуры объединяют огромный потенциал традиционной полупроводниковой электроники с потенциалом магнитных материалов – возможностью управлять электронным транспортом, манипулируя спиновыми состояниями электронов. В настоящем докладе мы представляем несколько необычное направление исследований транспортных свойств этих структур – исследование в планарной геометрии, при которой ток течет вдоль интерфейсов слоев структуры («ток в плоскости»).

В многослойных структурах типа $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1-\delta}\text{O}_3/\text{MnSi}$ ферромагнитные проводящие слои $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($T_C = 300$ К) и MnSi ($T_C = 30$ К) разделены обедненным по Mn слоем манганита с диэлектрическими свойствами. Последний формирует магнитный туннельный переход. В геометрии «ток в плоскости структуры» проводящие слои служат двумя токовыми каналами, разделенными туннельным барьером. Переключением тока между каналами можно управлять, управляя сопротивлением туннельных контактов R_T , расположенных под токовыми электродами на верхнем слое структуры. Сопротивление R_T зависит от тока смещения через структуру I и внешнего магнитного поля H [2, 3], рис. 1. Переключение токовых каналов в магнитном поле приводит к появлению магниторезистивного эффекта, достигающего величины почти 400% в поле не более 500 Э, рис. 2. По сути, реализуется новый механизм магнитосопротивления, управляемого током, в туннельной структуре в геометрии «ток в плоскости». Еще один способ управления током в рассматриваемой структуре – оптическое излучение [4]. Фотовольтаический эффект возникает пороговым образом при $h\nu > 1.05$ эВ и связан с образованием электрон-дырочной пары при межзонном поглощении света в диэлектриче-

ском слое. Как следствие дополнительно к туннельному току появляется фототок I_{ph} через туннельные переходы, разделяющие проводящие слои структуры. Фотогенерированный ток приводит к новому перераспределению токовых каналов между проводящими слоями, оказывая влияние на проводимость и магниторезистивный эффект туннельной структуры.

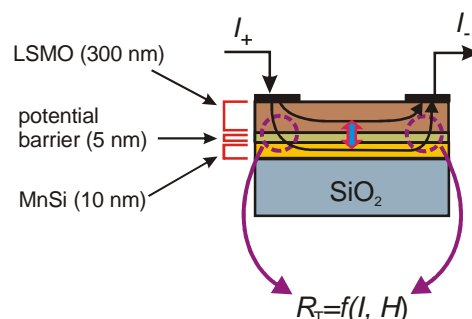


Рис. 1. Схематичное изображение структуры и эффекта переключения токовых каналов, управляемого током смещения I и магнитным полем H

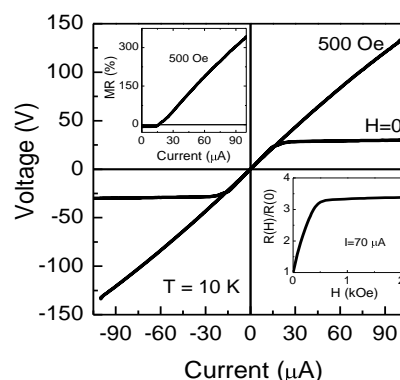


Рис. 2. ВАХ туннельной структуры при $H=0$ и 500 Э. Верхняя вставка: зависимость магнитосопротивления от тока смещения при $T=10$ К и $H=500$ Э. Нижняя вставка показывает зависимость сопротивления от магнитного поля

Проведено исследование резистивных и магниторезистивных свойств гибридной структуры ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник, $\text{Fe}/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$, в геометрии «ток в плоскости». При изготовлении структуры на поверхности подложки из монокристаллического кремния химическим способом формировался оксид кремния SiO_2 толщиной (~ 1.2 нм). Верхняя пленка Fe (~ 5–12 нм) в струк-

туре наносилась методом термического испарения в сверхвысоком вакууме. Состав и качество получаемых структур контролировались методами рентгеновской флуоресценции, лазерной эллипсометрии, атомно-силовой и электронной просвечивающей микроскопии (рис. 3). Транспортные свойства исследовались как для «структуры со сплошной пленкой» ферромагнетика, так и для «структуры со щелью» (из сплошной пленки железа на поверхности структуры формировались два электрода, разделенные промежутком 20 нм). Сравнительные исследования двух образцов, показали, что в гибридной структуре Fe/SiO₂/p-Si, в геометрии «ток в плоскости» имеет место переключение токовых каналов между пленкой Fe и полупроводниковой подложкой. Ключевую роль в механизме переключения играет потенциальный барьер, сформированный слоем SiO₂, а также барьером Шоттки на границе раздела полупроводника и оксида кремния, SiO₂/p-Si. Принципиально, что сопротивление такого барьера сильно зависит от температуры и смещения на структуре. Эффект переключения в значительной степени определяет особенности транспортных свойств структуры, а также позволяет управлять этими свойствами.

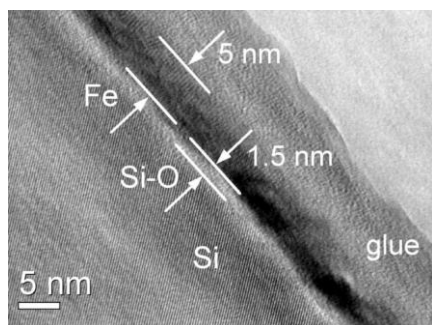


Рис. 3. ТЕМ-изображение поперечного сечения структуры

Магниторезистивные свойства двух образцов имеют качественно подобный вид, однако для «структуры со щелью» появляются некоторые особенности, которые могут помочь пролить свет на механизм магнитосопротивления. Величина магниторезистивного эффекта в целом оказывается выше для «структуры со щелью», чем для «структуры со сплошной пленкой». Особый интерес вызывает зависимость магниторезистивного эффекта от тока смещения через «структуру со щелью», рис. 4. Для образца со сплошной пленкой такой зависимости не наблюдается. В области высоких температур, где реализуется линейная вольт-амперная характеристика, величина магнитосопротивления не зависит от величины тока смещения I через структуру. Однако для температур, где ВАХ обнаруживают нелинейный характер, ситуация меняется. На начальном линейном участке магнитосопротивление остается постоянным, не зависящим от тока. Но в области смещений, где наблюдается переход к режиму насыщения по току, происходит быстрое подавление ве-

личины магнитосопротивления. Для более низких температур также наблюдается подавление положительного магниторезистивного эффекта в области перехода структуры в режим насыщения по току, но при этом в переходной области возникает участок отрицательного магнитосопротивления. Этот участок на зависимости магнитосопротивления от тока имеет вид резкого узкого пика, по мере уменьшения температуры пик становится более интенсивным, но и более узким. С причинами такого поведения предстоит еще разобраться, проводя дополнительные исследования, но можно сделать некоторые предварительные замечания.

«Структуру со щелью» на языке эквивалентных схем можно рассматривать как цепь из последовательно соединенных двух МДП-диодов, причем диоды включены навстречу друг другу. Таким образом, ВАХ цепи при любой полярности смещения будет определяться только обратными ветвями ВАХ МДП-диодов, для которых является характерным переход в режим насыщения по току. Изменение ВАХ с изменением температуры определяется сильной зависимостью параметров барьера Шоттки (высота и ширина) на границе раздела SiO₂ и p-Si от температуры. По-видимому, за основу механизма, ответственного за изменение величины и знака магнитосопротивления при изменении тока смещения, нужно брать тот факт, что выход тока на насыщение на ВАХ соответствует режиму инверсии МДП-структуры. При режиме инверсии происходит смена характера переноса тока, концентрация неосновных носителей у поверхности полупроводника превосходит концентрацию основных носителей.

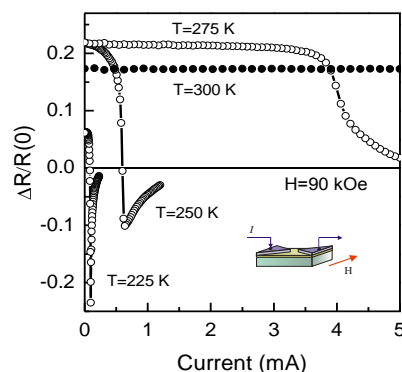


Рис. 4. Магниторезистивный эффект в зависимости от тока через «структуру со щелью» Fe/SiO₂/p-Si

Исследования выполнены при поддержке программ ОФН РАН «Спинтроника» (проект 4.1), президиума РАН № 21.1, СО РАН (проект 134), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (НК-556P_15).

1. А. Ферт, УФН **178**, 1336 (2008).
2. N.V. Volkov, E.V. Eremin, V.S. Tsikalov et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 065005 (2009)
3. Н.В. Волков, Е.В. Еремин, Цикалов и др. ПЖТФ **35**, 33 (2009).
4. N.V. Volkov, C.G. Lee, P.D. Kim, et. al., J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 205009 (2009).

Магнитные туннельные контакты

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов,
И.М. Нефедов, В.В. Рогов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский

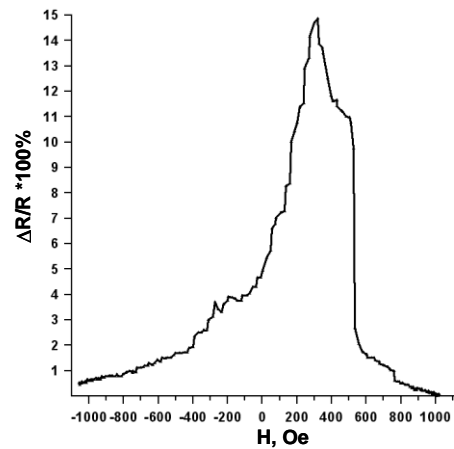
Институт физики микроструктур РАН, 603163, Н.Новгород.
e-mail: vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

В работе представлены результаты исследования транспортных свойств магнитных туннельных контактов $\text{CoFe}/\text{TaO}_x/\text{CoFe}$ и $\text{CoFe}/\text{AlO}_x/\text{CoFe}$. Многослойные структуры $\text{CoFe}(11 \text{ нм})/\text{AlO}_x(1 \text{ нм})/\text{CoFe}(9 \text{ нм})$ изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточном давлении в камере $\sim 10^{-6}$ Торр. Туннельный барьер формировался с помощью плазменного окисления тонкого слоя Al . Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Ta/Pt) толщиной ~ 50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода.

Для формирования магнитных туннельных контактов с латеральными субмикронными размерами использовались методы электронной литографии (литографическая приставка ELPHY PLUS), контакты с площадью порядка 3 мкм^2 формировались только методами фотолитографии. В обоих случаях в качестве резиста была использована многослойная маска, состоящая из полимерных и металлических слоев. Этот составной резист обеспечил возможность ионного (плазмохимического) травления металлических слоев и «lift-off»-процесс удаления диэлектрического слоя (Ta_2O_5), используемого для обеспечения подведения верхнего электрода к туннельному контакту.

Проведено численное моделирование процессов перемагничивания туннельных магнитных контактов субмикронных размеров с магнитоэлектронным взаимодействием между слоями ферромагнетика. Показано существенное влияние формы туннельных контактов на процесс перемагни-

чивания. Это отражается на формировании магнитных состояний с принципиально неоднородным распределением намагниченности в течение процесса перемагничивания. Предложена модель перемагничивания двухслойных частиц с магнитоэлектронным взаимодействием между слоями ферромагнетика для случая с однородным распределением намагниченности.



Зависимость туннельного магнитосопротивления от внешнего магнитного поля туннельного магнитного контакта $\text{CoFe}/\text{AlO}_x/\text{CoFe}$

Работа поддержана РФФИ и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (госконтракт № П417 от 30.07.09).

Магнитные и магниторезистивные свойства эпитаксиальных пленок Co/Cu/Co на Si(111)

А.В. Давыденко¹, Ю.П. Иванов^{1,2}, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹ ДВФУ, ул. Суханова, 8, Владивосток.

² ИАПУ ДВО РАН, ул. Суханова, 8, Владивосток.

e-mail: avdavydenko@gmail.com

С момента открытия эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в многослойных магнитных системах наблюдается стремление обнаружить системы материалов с максимальной величиной ГМС. В частности, большое внимание было обращено к системе Co/Cu из-за больших значений ГМС, наблюдаемых в поликристаллических мультислоях [1]. В эпитаксиальных (111)-ориентированных мультислоях Co/Cu наблюдались крайне малые значения ГМС и косвенной антиферромагнитной (АФМ) связи. Это связано с образованием дефектов упаковки при осаждении Co-слоев и формированием ферромагнитных мостиков в Cu-прослойке [2]. Однако практически нет работ, в которых исследуется эпитаксиальный рост Co/Cu на Si(111) подложках. В данной работе исследованы магнитные и магниторезистивные свойства эпитаксиальных пленок Co(6 МС)/Cu(*d*)/Co(6 МС) (*d* = 0–5 МС), осажденных на Si(111)/Cu(11 монослоев (МС)). Полученные результаты магнитных измерений согласованы с особенностями роста в данной системе.

Эпитаксиальные трехслойные Co/Cu/Co-пленки были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на вицинальных Si(111)-подложках. Давление в процессах осаждения не превышало 5×10^{-10} Торр. После стандартной процедуры очистки подложек на поверхности образовались реконструированные террасы, разделенные эшелонами ступеней. Эпитаксиальный буферный слой Cu (11 МС) был сформирован на Si для предотвращения силицидообразования. Скорости осаждения Cu и Co были 4 и 1 МС в минуту соответственно. Покрытие 1 МС в данной работе соответствует толщине 1 атомного слоя Cu (2,09 Å) и считается одинаковым для Co и Cu из-за малого различия параметров решетки этих материалов.

Магнитные свойства трехслойных образцов были измерены с помощью продольного магнитооптического эффекта Керра. На рис. 1 представлены угловые зависимости коэрцитивной силы и остаточной намагниченности в зависимости от покрытия Cu-прослойки. 0° соответствует трудной оси намагничивания (о.т.н.) и кристаллографическим направлениям <110> в Co и <112> в Si. Сильная одноосная магнитная анизотропия, наведенная ступенями подложки, преобладает над магнитокристаллической и анизотропией формы. Наблюдается зависимость коэрцитивной силы от покрытия Cu-прослойки. Минимальная коэрцитивная сила (115 Э) наблюдается в однослойных пленках. При внедрении Cu-прослойки с $d_{Cu} = 3$ МС между Co-слоями возникает косвенное антифер-

ромагнитное (АФМ) взаимодействие, которое сопровождается увеличением коэрцитивной силы пленок. С увеличением d_{Cu} доля АФМ связи уменьшается, и это приводит к уменьшению коэрцитивной силы пленок. Это предположение также подтверждается поведением $M_r/M_s(d_{Cu})$. С увеличением d_{Cu} растет остаточная намагниченность, что свидетельствует об ослаблении косвенной АФМ-связи.

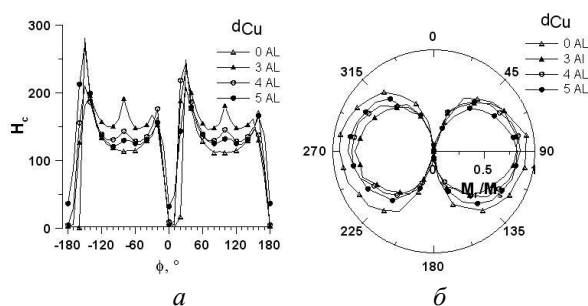


Рис. 1. Угловые зависимости (а) коэрцитивной силы H_c и (б) M_r/M_s остаточной намагниченности в зависимости от толщины Cu-прослойки. 0° соответствует о.т.н.

Измерения магнитосопротивления (МГС) были выполнены на стандартной четырехзондовой станции. Поле было приложено вдоль легкой оси намагничивания (о.л.н.) и о.т.н. В каждом случае были измерены продольный ($I||H$) и поперечный ($I \perp H$) эффекты МГС. Когда магнитное поле было параллельно о.л.н., в однослойных пленках не наблюдалось МГС ни в поперечной, ни в продольной геометрии тока. В трехслойных пленках мы наблюдали похожее поведение ГМС в продольной и поперечной геометриях, поэтому приводим только продольное ГМС (рис. 2, а). С увеличением покрытия прослойки от $d_{Cu} = 3$ МС наблюдается уменьшение сигнала ГМС, что согласуется с измерениями магнитных свойств образцов.

Когда магнитное поле было параллельно о.т.н., в однослойных пленках наблюдалось обычное анизотропное МГС (АМС) (рис. 2). Мы считаем, что в трехслойных пленках механизмы ГМС и АМС конкурируют и результирующая кривая МГС зависит от типа геометрии тока и поля. В продольной геометрии АМС отрицательно, и это приводит к провалу в кривой МГС при нулевом магнитном поле. Глубина провала определяется соотношением АМС и ГМС, которое зависит от покрытия Cu-прослойки. И в самом деле, с увеличением d_{Cu} от 3 МС уменьшается ГМС, это приводит к увеличению провала. В поперечной же геометрии тока АМС и ГМС одного знака и усили-

вают наблюдаемую величину МГС, которая уменьшается с увеличением d_{Cu} от 3 МС.

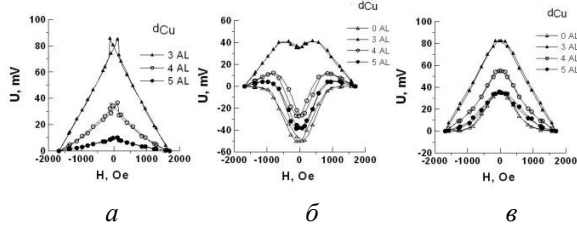


Рис. 2. Кривые МГС, измеренные в следующих относительных расположениях магнитного поля, тока и о.л.н. (а) $H||$ о.л.н., $I||H$, (б) $H||$ о.т.н., $I||H$, (в) $H||$ о.т.н., $I \perp H$.

Как было показано в предыдущих работах, толщина Cu-прослойки, при которой наблюдается первый АФ-максимум косвенного обменного взаимодействия в эпитаксиальных структурах Co/Cu(d)/Co, не постоянна и лежит в интервале от 7 до 10 Å [3–6]. В данной работе первый максимум наблюдался при 3 МС или 6,3 Å Cu. Мы предполагаем, что такое большое отклонение от наблюдаемых толщин связано с особенностями роста слоев в данной системе. Для объяснения этой особенности были проведены исследования ростовых процессов методами дифракции быстрых электронов (ДБЭ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

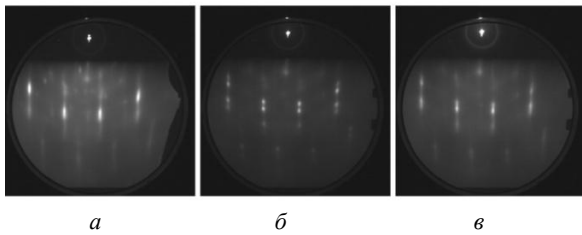


Рис. 3. Картины ДБЭ, снятые на различных стадиях роста структур в направлении падения пучка [2-1-1]: а – Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si, б – Cu(5 МС)/Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si, в – Co(6 МС)/Cu(5 МС)/Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si.

Из дифракционных картин (рис. 3) была определена ориентация слоев: $(111)||Cu(111)||Si(111)$ и Co $[11-2]||Cu[11-2]||Si[10-1]$. Мы наблюдали осцилляции интенсивности зеркального рефлекса в процессе роста Cu-буфера на Si(111), свидетельствующие о послойном росте. Мы предположили, что 1 период осцилляций соответствует одному выросшему МС Cu, таким образом, была откалибрована скорость Cu источника. Осцилляций в процессе роста других слоев не наблюдалось. На картинах ДБЭ в направлении [11-2] от Cu(11 МС)/Si наблюдаются резкие полосы, свидетельствующие о ровной эпитаксиальной поверхности Cu-буфера. Нами была обнаружена интересная особенность в направлении падения луча [2-1-1] полосы ДБЭ на отражение от Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si становятся более размытыми, а после осаждения Cu-прослойки покрытием более 2 МС они переходят в точки ДБЭ на просвет. Это возможно,

если прослойка Cu растет трехмерными островками на Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si. Картины ДБЭ от второго слоя Co напоминают картины от первого.

После отжига поверхности Si(111) при $T \cong \cong 1400$ °С на картинах СТМ видны эшелоны ступеней высотой (21 ± 1) Å, разделенные террасами шириной 30 нм. Поверхность Cu(11 МС)/Si представляет собой полностью заполненный слой с островками высотой в один и два атомных слоя (рис. 4, а). Механизм роста Co на Cu(11 МС)/Si нам не до конца понятен и требует дальнейшего исследования. Примечательно, что Co стремится сгладить ступени вицинальной подложки Si. На изображениях СТМ от Cu(5 МС)/Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si(111) наблюдаются 3-мерные островки. Это подтверждает наше предположение о том, что Cu изменяет механизм роста с послойного на Si(111) на островковый на поверхности Si/Cu/Co. Второй слой Co, как и первый, стремится выровнять рельеф поверхности. И, наконец, защитный слой Cu растет на поверхности 2-го слоя Co 3-мерными островками.

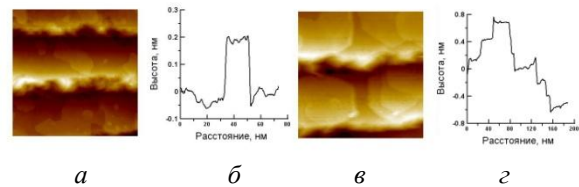


Рис. 4. СТМ-изображения 100×100 нм и профили линий: а и б – Cu(11 МС)/Si(111), в и г – Cu(4 МС)/Co(6 МС)/Cu(11 МС)/Si(111) соответственно. Профиль линии г выходит за пределы приведенного изображения для лучшей визуализации 3-мерных островков.

Таким образом, в данной работе были исследованы структурные, магнитные и магнитотранспортные свойства эпитаксиальных пленок Co/Cu(d)/Co ($d = 0-5$ МС), осажденных на Si(111)/Cu(11 МС). Мы обнаружили первый максимум косвенного АФ-взаимодействия между слоями Co при покрытиях Cu-прослойки 3 МС. Это значение меньше, чем встречается в предыдущих работах. Мы связываем это с особенностями роста Cu-прослойки в данной системе. При данном покрытии Cu-прослойка структурно не сплошная, поэтому слои Co лишь частично связаны АФ, а в основном проявляется прямое ферромагнитное взаимодействие. Это мы и наблюдаем на петлях магнитного гистерезиса по большой величине остаточной намагниченности.

1. S. S. P. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. 66, 2152 (1991).
2. J. Camarero, L. Spendeler, G. Schmidt, et al., Phys. Rev. Lett. 73, 2448 (1994).
3. M. T. Johnson, R. Coehoorn, J. J. de Vries, et al., Phys. Rev. Lett. 69, 969 (1992).
4. G. R. Harp, S. S. P. Parkin, R. F. C. Farrow, et al., Phys. Rev. B 47, 8721 (1993).
5. A. Schreyer et al., Phys. Rev. B 47, 15334 (1993).
6. M. J. Hall, B. J. Hickey, M. A. Howson, et al., Phys. Rev. B 47, 12785–12793 (1993).

Тонкая структура прямого изображения дислокаций в методах секционной топографии и его природа

Э.В. Суворов, И.А. Смирнова

Институт физики твердого тела РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Институтская ул, 2.
e-mail: suvorov@issp.ac.ru

В методах секционной топографии высокого разрешения прямое изображение дислокаций имеет сложную структуру. Анализ этой структуры с чисто фундаментальной точки зрения позволяет понять, как происходит рассеяние рентгеновского излучения в сильно искаженной области кристалла. С прикладной точки зрения знания особенностей дифракции позволяют количественно анализировать рентгеновский дифракционный контраст дефектов кристаллической решетки. В формировании прямого рентгеновского дифракционного изображения дефектов наиболее ярко проявляется роль межветвевое рассеяния (interbranch scattering). Это явление вносит наибольший вклад в формирование дифракционного изображения.

В представленной работе методами численного моделирования и экспериментальной секционной топографии исследованы закономерности дифракции рентгеновского излучения в тонком кристалле для случая, когда ось дислокации располагается параллельно вектору дифракции. Рассмотрен случай винтовых дислокаций с большой дифракционной мощностью, когда $(\mathbf{gb}) > 10$. На рисунке 1 показан именно такой случай.

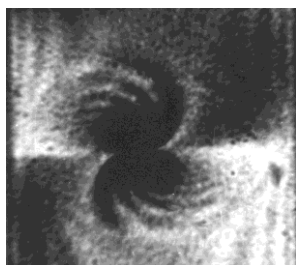


Рис. 1. Секционное изображение винтовой дислокации, ось которой параллельна вектору отражения (606). Излучение MoK_α , $\mu=0,58$, $(\mathbf{gb})=24$

Чтобы разобраться, как образуется такое сложное изображение, необходимо вспомнить, как вообще формируется прямое (кинематическое) изображение. В работах [1, 2] было показано, что одним из основных механизмов образования прямого изображения является рассеяние волнового поля на псевдогранице кристалла вблизи оси дислокации, где локальная область кристалла за счет сильных искажений выходит из отражающего положения. При больших дифракционных мощностях упругого поля (в рассматриваемом случае $(\mathbf{gb})=24$) размеры области кристаллической решетки, выходящей из отражающего положения, могут достигать десятков микрометров. Учитывая, что волновое поле внутри треугольника рассеяния

имеет сложный характер и максимумы интенсивности поля имеют вид гипербол, становится понятно, что чем больше размеры области, вышедшей из отражающего положения, тем больше будет отраженных лучей, участвующих в формировании прямого изображения. На рисунке 2 схематически показана такая ситуация.

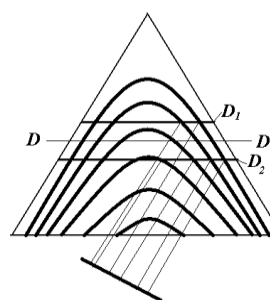


Рис.2. Схема, поясняющая образование прямого изображения дислокации DD' за счет отражения от стенок области D_1D_2 , выходящей из отражающего положения

Понятно, что в этом случае прямое изображение будет формироваться как результат интерференции множества вторичных волн, возникших на псевдогранице области D_1D_2 , вышедшей из отражающего положения. Если размеры этой области малы и она пересекает только одну гиперболу, т.е. $(\mathbf{gb}) \sim 1$, возникнет только один яркий луч, и тогда прямое изображение будет формироваться в виде точки (дифракционная фокусировка по В.Л. Инденбому).

Так выглядит картина рассеяния в брэгговской плоскости. Реальная картина является трехмерной. Это означает, что необходимо рассмотреть всю совокупность таких плоскостей рассеяния на разных расстояниях от оси дислокации с учетом размеров и формы, функции локальных разориентаций кристаллической решетки в окрестности оси винтовой дислокации. На рисунке 3 представлена функция локальных разориентаций для винтовой дислокации.

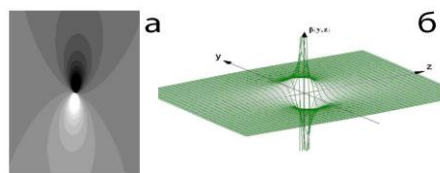


Рис. 3. Функция локальных разориентаций для винтовой дислокации: а – проекция на плоскость XY ; б – трехмерное изображение функции

Ширина кривой отражения для кремния составляет величину порядка нескольких угловых секунд. Область разориентаций, выходящую из брэгговского положения, связанную с винтовой дислокацией, можно представить в виде двух цилиндров, касающихся друг друга на оси дислокации. Сечения цилиндров в данном случае будут иметь вид функции локальных разориентаций (рис. 3). Поэтому, если поместить эту двухлепестковую конструкцию в “палатку Бормана”, псевдограница, разделяющая кристалл на области, участвующие в отражении и вышедшие за пределы кривой качания, будет пересекать один или несколько максимумов интенсивности волнового поля (гиперболические поверхности, рис. 2). В точках пересечения будет возникать межветвевое рассеяние и соответствующие “прожекторы интенсивности” в брэгговском направлении. Следовательно, на плоскость изображения будет проектироваться сечение функции локальных разориентаций, соответствующее форме псевдограницы.

Детальное сопоставление численных моделирований с экспериментальными результатами позволяет утверждать, что сильно искаженная область вблизи ядра дислокации при взаимодействии с рентгеновским волновым полем в треугольнике рассеяния работает наподобие рентгеновского зеркала, т.е. в области сильных искажений, где кристалл выходит из отражающего положения, возникают новые волновые поля в новых треугольниках рассеяния. Когерентное взаимодействие новых волновых полей со старым полем приводит к образованию сложного рентгеновского изображения. Таким образом, суперпозиция этих волн с учетом их фаз приводит к образованию изображения дислокации, показанному на рис. 1.

Становится понятно, что эта тонкая структура изображения винтовых дислокаций будет наблюдаться

в эксперименте только при больших значениях дифракционной мощности ($g\mathbf{b}$), так как только в данном случае область кристалла, выходящая из отражающего положения, будет пересекать несколько интерференционных максимумов-гипербол (рис. 2.).

Изучение рассеяния рентгеновских лучей на неоднородностях кристаллической решетки, связанных с дефектами, представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, он связан с фундаментальной проблемой – развитие динамической теории рассеяния для случаев реального кристалла. Во-вторых, знания особенностей дифракции позволяют качественно, а в ряде случаев и количественно анализировать рентгеновский дифракционный контраст дефектов кристаллической решетки [3–6].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 09-02-00731.

1. Суворов Э.В. О природе прямого изображения дефектов в дифракционных методах рентгеновской топографии / Э.В. Суворов, И.А. Смирнова // ФТТ. 2010. Т. 52, вып. 12. С. 2325-2329.

2. Суворов, Э.В. Межветвевое рассеяние рентгеновского волнового поля в сильно искаженной области упругого поля дислокации / Э.В. Суворов, И.А. Смирнова // ФТТ. 2010. Т. 52, вып. 2. С. 241–247.

3. Authier, A. Dynamical Theory of X-Ray Diffraction / A. Authier. – Oxford : Science Publications, 2001. – 734 p.

4. Bowen, D.K. High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography / D.K. Bowen, B.K. Tanner. – London : Taylor & Francis Group, 1998. – 273 p.

5. Azaroff, L.V. X-rays diffraction / L.V. Azaroff. – New York. McGraw-Hill Book Company, 1974. – 617 p.

6. Хирш, П. Электронная микроскопия тонких кристаллов / П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан. – М. : Мир, 1968. – 574 с.

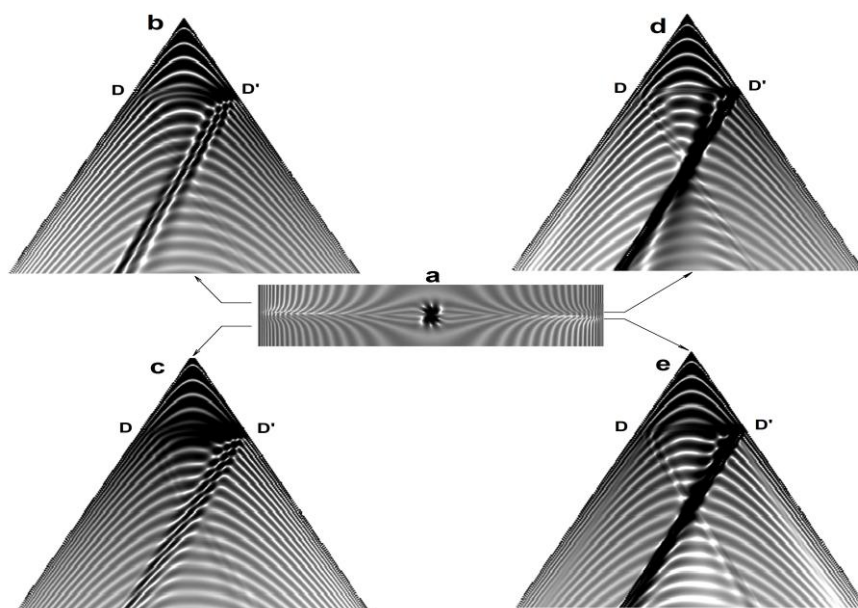


Рис. 4. Численное моделирование секционной топограммы, соответствующей случаю рис.1 (a) и распределение волнового поля в треугольниках рассеяния для нескольких значений расстояния по оси Y (b, c, d, e)

Применение элементов рентгеновской оптики в космических экспериментах

С. В. Кузин¹, Ю. С. Иванов¹, С. В. Шестов¹, А. Я. Лопатин², В. И. Лучин²,
В. Н. Полковников², Н. Н. Салащенко², Н. Н. Цыбин²

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: sshestov@gmail.com

Исследование короны Солнца в настоящее время является актуальной задачей физики Солнца и астрофизики в целом. Наиболее удобными для получения достоверной информации о короне Солнца (о состоянии плазмы короны, конфигурации магнитного поля) являются мягкий рентгеновский (МР) и вакуумный ультрафиолетовый (ВУФ) спектральные диапазоны. Высокая температура короны ($\sim 1\div 10$ МК) приводит к формированию плазмы высокой степени ионизации и излучению большого числа спектральных линий в коротковолновых областях спектра, а низкая плотность ($n_e \sim 10^9 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$) приводит к тому, что это излучение оптически тонкое.

Активные исследования коротковолнового излучения Солнца начались с развитием космической эры. Создание космической аппаратуры всегда связано с рядом технических трудностей: аппаратура должна работать в жестких условиях открытого космического пространства (высокий вакуум, специфический температурный режим, высокие радиационные нагрузки, большие тепловые потоки), выдерживать перегрузки и вибрации во время запуска, автономно работать продолжительное время. С учетом большого срока эксплуатации должны быть предусмотрены возможности ее периодической калибровки и юстировки. Кроме того, зачастую имеются существенные ограничения на вес, габариты и энергопотребление аппаратуры. Наконец, сильно ограничены возможности по управлению приборами и передачи информации на Землю, что требует мощных бортовых компьютеров для управления экспериментом и анализа получаемой информации.

В ФИАН работы по исследованию солнечной короны в коротковолновой области спектра были начаты С. Л. Мандельштамом во 2-й половине XX века. Уже на втором искусственном спутнике Земли (запущенном 3 ноября 1957 г.) стояла аппаратура для регистрации излучения Солнца в диапазоне от 1 до 120 Å. Первым длительным автономным экспериментом по мониторингу солнечной активности стал эксперимент ТЕРЕК на космическом аппарате ФОБОС, выполненный в 1988 г. в ФИАН [1].

В докладе описаны особенности элементов рентгеновской оптики, использовавшихся в космических экспериментах ФИАН.

Детекторы. По-видимому, впервые в мировой практике ПЗС-матрица для регистрации ВУФ-изображений короны Солнца была использована в телескопе ТЕРЕК. На тот момент ПЗС-матрицы

были чувствительны только к видимой области спектра. Поэтому в телескопе для конвертации коротковолнового изображения в видимое применялся люминофор, затем изображение регистрировалось ПЗС с ЭОПом. Форм-фактор ПЗС был всего 144×256 пикселей. Аналогичные детекторы, но уже с ПЗС-форм-фактором 1024×1152 пиксела применялись и в телескопе ТЕРЕК-К на спутнике КОРОНАС-И (1991 г.).

В аппаратуре СПИРИТ [2], работавшей на спутнике КОРОНАС-Ф (2001–2005 гг.) применялись детекторы нового поколения. Детекторы основывались ПЗС с форм-фактором 1024×1152 пикселей, однако ЭОП был с открытым фотокатодом, что обеспечивало большую квантовую эффективность. К недостаткам детекторов с использованием ЭОПов следует отнести относительную сложность конструкции, невысокое пространственное разрешение, необходимость использования высоковольтного источника питания.

Существенно лучшими характеристиками обладали детекторы аппаратуры ТЕСИС [3] спутника КОРОНАС-ФОТОН (2009 г.), изготовленной ФИАН совместно с ИФМ РАН. В роли детекторов использовались непосредственно ПЗС-матрицы, выполненные по backside-технологии. Детекторы имели размер чувствительной области $\sim 27 \times 27$ мм, форм-фактор 2048×2048 . Эффективность регистрации backside-ПЗС в ВУФ-области спектра приближается к 100%.

Перспективными являются солнечно-слепые детекторы нового типа, выполненные по технологии APS, летные испытания которых проходят в настоящее время.

Многослойные зеркала. Технологии создания многослойных зеркал ВУФ-диапазона за последние несколько десятков лет получили существенное развитие благодаря интересу со стороны EUV-литографии.

Так, телескоп ТЕРЕК был оснащен многослойными зеркалами $\varnothing 30$ мм сферической формы. В аппаратуре на спутнике КОРОНАС-И уже использовались зеркала $\varnothing 60$ мм (также сферической формы). В аппаратуре СПИРИТ применялись зеркала асферической формы световым диаметром до 100 мм. Шероховатость этих зеркал, изготовленных в ИФМ РАН, достигала 10 Å.

Основным отличием многослойных зеркал аппаратуры ТЕСИС (изготовленных также в ИФМ РАН) была их большая апертура (до 100 мм) при высокоточной асферической поверхности с малой шероховатостью ~ 3 Å. Использовавшиеся много-

слоиные покрытия зеркал были специально оптимизированы под узкие спектральные диапазоны. При этом многослойные покрытия обладали высокой степенью эффективности до 70% на рабочей длине волны. Использование таких зеркал в совокупности с остальными элементами рентгеновской оптики в аппаратуре ТЕСИС позволило достичь ряда рекордных показателей по отношению к действующим на тот момент аналогам. В частности, пространственное разрешение телескопов ТЕСИС вплотную приблизилось к размеру 1-го пиксела ПЗС-матрицы, достигнуто рекордное временное разрешение 4 с (что и на сегодняшний день превышает мировые аналоги), благодаря высокой чувствительности аппаратуры получены уникальные ВУФ-изображения короны Солнца на высотах более 1-го солнечного радиуса.

Среди солнечных экспериментов, работы над которыми в настоящее время ведутся, особо следует выделить обсерваторию сверхвысокого разрешения «АРКА» [4]. Обсерватория будет выведена на орбиту Земли в 2015 году. Ее особенностью будет беспрецедентное угловое разрешение 0.17 угл. с/пиксел (сейчас рекордсменом является запущенная в 1998 г. обсерватория TRACE – 0.5 угл. с/пиксел). Телескоп будет построен по оптической схеме Ричи – Кретьена с эффективным фокусным расстоянием $F \sim 15$ м. Малый угловой размер 1-го пикселя приводит к исключительным требованиям по чувствительности аппаратуры и степени ее стабилизации. Все это потребует создания высококачественных зеркал с апертурой до 25 см и шероховатостью до 1 Å, свободновисящих тонкопленочных фильтров с размером ячейки до 20 мм.

Фильтры. Одной из ключевых проблем, которые стоят перед разработчиками ВУФ-телескопов, является проблема подавления интенсивного излучения видимого диапазона. Фильтры, используемые в телескопах, должны обеспечивать достаточное (до 12 порядков) подавление света видимой области спектра и обладать высоким пропусканием на рабочей длине волны. Кроме того, фильтры должны быть устойчивы к механическим нагрузкам (вибро и акустическим) и выдерживать жесткие тепловые режимы. Для минимизации влияния одиночных проколов или локальных разрушений фильтра в телескопах обычно применяется двойная или тройная система фильтрации.

В телескопах на спутниках ФОБОС, КОРОНАС-И, КОРОНАС-Ф в качестве фильтров использовался алюминированный лавсан, закрепленный на поддерживающей сетке с шагом 1 мм. Как показала практика, фильтры подобного типа не обладают достаточной прочностью. Жесткий температурный режим аппаратуры СПИРИТ (перепад температуры от 10 до 50 °С с периодом 92 мин – период обращения спутника), по-види-

мому, явился причиной разрыва фильтра в одном из каналов телескопа.

В аппаратуре ТЕСИС использовалась другая система фильтрации – с фильтрами на основе многослойных структур. Фильтры изготовлены в ИФМ РАН и успешно зарекомендовали себя во время полета. Использовалась двойная система фильтрации – входные фильтры и фильтры детекторов. Входные фильтры представляли собой многослойные структуры, нанесенные на поддерживающую сетку с размером ячейки порядка 2 мм. Фильтры детекторов (аналогичные многослойные структуры) были нанесены непосредственно на рабочую поверхность ПЗС-матрицы. Двойная система фильтров имела высокий коэффициент подавления видимого света ($\sim 10^{12}$) при высокой эффективности пропускания на рабочей длине волны (до 30%). По сравнению с алюминированным лавсаном такие фильтры обладают большей прочностью – во время летных испытаний повреждений фильтров не обнаружено. Кроме того, нанесение фильтров непосредственно на поверхность ПЗС-матрицы позволило существенно упростить конструкцию телескопов.

Одним из требований, предъявляемых к фильтрам обсерватории АРКА, является большой шаг поддерживающей сетки – до 20 мм, что необходимо для минимизации дифракции на входной сетке. В настоящее время в ИФМ РАН разрабатывается технология изготовления фильтров с ячейкой более 5 мм, обладающих достаточной прочностью. В ФИАН проведены виброиспытания фильтров с пропусканием на рабочих длинах волн более 45%. Испытывались фильтры на кольцах с внутренним диаметром 5, 12 и 20 мм в соответствии с требованиями положения НА-99 (на частотах от 4 Гц до 2 кГц, амплитуды ускорений – от 0.5 до 10g). Во время испытаний разрушений фильтров не обнаружено. Это позволит использовать фильтры в летной аппаратуре при условии вакууммирования телескопов на этапе вывода.

1. Житник И.А., Исследования рентгеновского излучения Солнца в ФИАНе / Житник И. А., Тиндо И.П., Урнов А.М. // Труды ФИАН. 1989. Т. 195. С. 3.

2. Zhitnik I. A. SPIRIT x-ray telescope/spectrohelioscope results / Zhitnik I. A.; Bougaenko, O. I. Delaboudinière, J.-P., et al. // ESA SP-506 “Solar Variability: from Core to Outer Frontiers”, 915–919, 2002.

3. Кузин С. В. Эксперимент ТЕСИС по рентгеновской изображающей спектроскопии Солнца на спутнике КОРОНАС-ФОТОН // Кузин С. В., Богачев С. А., Житник И. А. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 1. С. 39–43.

4. Кузин С. В. Исследование солнечной короны со сверхвысоким пространственным разрешением в проекте «АРКА» // Кузин С. В., Богачев С. А., Перцов А. А. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75, № 1. С. 91–94.

Анализ факторов, влияющих на качество изображения солнечных телескопов ВУФ-диапазона с многослойной оптикой

В.А. Слемзин, С.В. Кузин, А.А. Перцов, А.В. Митрофанов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва.
e-mail: slem@sci.lebedev.ru

Ценность научной информации и возможности наблюдений объектов космическими инструментами с изображающей многослойной оптикой ВУФ-диапазона зависят от качества изображения, которое в свою очередь определяется как конструктивными особенностями прибора, так и воздействием различных факторов космического полета. Основными параметрами, определяющими качество изображения современных солнечных ВУФ-телескопов с многослойной оптикой являются:

1. Функция рассеяния точки.
2. Функция распределения и уровень рассеянного света вдали от максимума.
3. Дифракционные эффекты.
4. Функция плоского поля (неравномерность пропускания).
5. Деградация оптики и детекторов в процессе полета.

В реальной оптической системе точка изображается в виде пятна рассеяния, которое имеет ядро и крылья разного пространственного масштаба. Если интенсивность в плоскости предмета задается функцией $O(y,z)$, распределение освещенности изображения точечного предмета от координат в плоскости изображения $I(y',z')$ определяется сверткой [1]: $I(y',z') = O(y,z) \otimes D(y',z')$, где $D(y',z')$ – функция рассеяния точки (ФРТ).

Для идеальной оптической системы ФРТ определяется дифракцией света на выходном зрачке. Для круглого зрачка ФРТ зависит только от радиуса $D(r) = [2J_1(Z)/Z]^2$, J_1 – функция Бесселя 1-го порядка, $Z = krA$, $r = \sqrt{y'^2 + z'^2}$, A – апертура системы. В реальных системах ФРТ определяется сверткой абберационной и дифракционной функций. Для системы из нескольких последовательных элементов ФРТ определяется сверткой их ФРТ:

$$D_c = D_1 \otimes D_2 \otimes D_3 \dots$$

Для оценки качества изображения используется также комплексная оптическая передаточная функция (ОПФ), являющаяся фурье-преобразованием ФРТ:

$$d(\mu, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} D(y', z') e^{2\pi i(\mu y' + \nu z')} dy' dz' = T(\mu, \nu) e^{i\phi(\mu, \nu)}$$

Модуль ОПФ $T(\mu, \nu)$, называемый частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ), определяет контраст изображения на данной пространственной частоте $k' = k \cdot T(\mu, \nu)$, где k – контраст предмета, k' – контраст изображения, μ, ν – пространственные частоты (рис. 1).

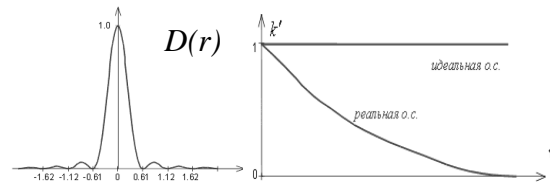


Рис. 1. Вид дифракционной ФРТ и ЧКХ.

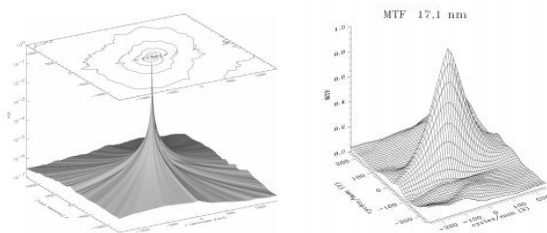


Рис. 2. ФРТ и ЧКХ телескопа SOHO/EIT

На рис. 2 показана форма ФРТ и ЧКХ для ВУФ-телескопа SOHO/EIT [2, 3].

Центральная часть ФРТ, от которой зависит разрешение телескопа, определяется сверткой трех составляющих: дифракционной, с характерной пространственной частотой $p_d = 2A/\lambda$, абберационной, с пространственной частотой $p_a = 1/\sigma_a$ (σ_a – среднеквадратический радиус абберационного пятна), а также абберацией волнового фронта с пространственной частотой, соответствующей среднеквадратическому отклонению сходящегося фронта волны от сферического вследствие ошибок изготовления формы зеркал и юстировки $p_w \sim l/Wf$, где W – волновая абберация в долях λ , l – пространственный масштаб, f – фокусное расстояние. Крылья ФРТ, соответствующие пространственным частотам от ~ 1000 до $\sim 1 \text{ мм}^{-1}$ связаны с рассеянием на шероховатостях отражающей поверхности зеркал. Сетки фильтров добавляют периодическую компоненту: для входных фильтров с частотой $\sim p/\lambda f$, где f – фокусное расстояние, p – период сетки, для фильтров перед детектором – свертку с двумя периодами – модуляционным периодом p и дифракционным периодом $\sim p/\lambda d$, d – расстояние от сетки до изображения. Рассеяние света на структурных элементах оптической системы создает фон, неравномерно распределенный по полю зрения с широким спектром частот вплоть до $1/D$, где D – размер зеркала.

Для фотометрических измерений вместо ФРТ часто используют интегральную функцию, определяющую процент концентрации энергии сфокусированного пучка в пределах заданного кружка рассеяния (рис. 3).

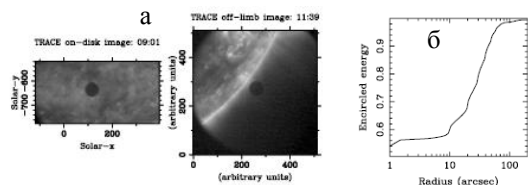


Рис. 3. Определение ФРТ телескопа TRACE во время прохождения Венеры по диску Солнца 8 июня 2004 г. (а) и форма интегральной ФРТ, определенной по этим данным (б)

В качестве примера рассмотрим ФРТ солнечного ВУФ-телескопа TRACE [5]. Телескоп TRACE построен по двухзеркальной схеме Кассегрена с главным зеркалом диаметром 30 см, разделенным на 4 сегмента с многослойными покрытиями на длины волн 171; 195; 284 и 1600 Å. Разрешение телескопа составляет порядка 1" в поле зрения 8,5×8,5 угл. мин. Для защиты от видимого света перед входным отверстием установлены тонкопленочные алюминиевые фильтры на сетке 70 линий/дюйм с пропусканием 82%. Пропускание фильтров в рабочей области спектра составляет около 40%, в видимом свете – менее $8 \cdot 10^{-6}$. Дифракция ВУФ-излучения на сетках фильтров имеет заметную величину порядка 20%, при этом свет распределяется на несколько десятков дифракционных максимумов (рис. 4).

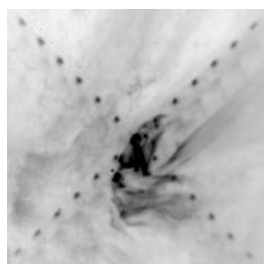


Рис. 4. Изображение вспышки в телескопе TRACE

ФРТ телескопа TRACE была определена по наблюдению прохождения Венеры через диск солнца 8 июня 2004 г. (DeForest 2008, рис. 3). На рис. 3, б показана полученная таким образом интегральная ФРТ. В центральной части ФРТ радиусом 4" сосредоточено 53% всей энергии, остальные 43% сосредоточены в кружке диаметром 200". Вклад рассеянного света существенно возрастает на расстояниях 20–50" от центра изображения (50–90% всей энергии).

На рис. 5 приведены результаты определения ФРТ и рассеянного света ВУФ-телескопов СПИРИТ [6] и SWAP [7] на орбите во время солнечных затмений.

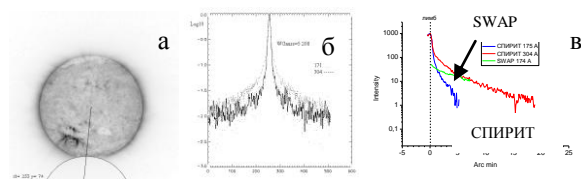


Рис. 5. Определение ФРТ во время солнечного затмения (а), ФРТ телескопа СПИРИТ (б) и сравнение уровней рассеянного света в телескопах СПИРИТ и SWAP (в)

Уровень рассеянного света в крыльях ФРТ телескопа СПИРИТ значительно меньше, чем у телескопа SWAP, благодаря использованию однозеркальной схемы Гершеля с большим расстоянием между структурными элементами.

Функция плоского поля (неоднородность изображения) определяется виньетированием в оптической системе, неоднородностью фильтра перед детектором и неоднородностью детектора. В солнечных телескопах ФПП определяется в полете с помощью регистрации смещенных изображений Солнца и последующей математической обработки. Вид ФПП каналов 175 и 304 Å телескопа СПИРИТ приведен на рис. 6.

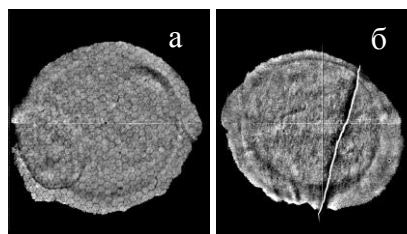


Рис. 6. ФПП каналов 175 (а) и 304 (б) Å телескопа СПИРИТ

Основными факторами, снижающими качество изображений солнечных ВУФ-телескопов в ходе эксплуатации, являются: понижение коэффициентов отражения зеркал и пропускания фильтров вследствие контаминации, деградация фильтров, изменение чувствительности детекторов, в частности возникновение локальных зон пониженной чувствительности в местах наиболее интенсивного облучения (выгорание, рис. 7).

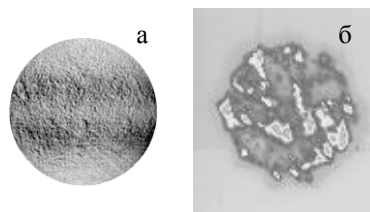


Рис. 7. Локальное снижение чувствительности детектора телескопа EIT за 6 лет работы (а) и детектора канала MgXII телескопа СПИРИТ за 2 года при высокой солнечной активности (б).

1. Сокольский М.Н. Допуски и качество оптического изображения. Л.: Машиностроение. Ленингр. Отд-ние, 1989.
2. Clette, F. et al. The radiometric calibration of the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope // Results of an ISSI Working Group.V. 2: The Radiometric Calibration of SOHO. A. Pauluhn, M.C.E. Huber & R. von Steiger (Eds.). 2002.
3. J.-M. Defise. Thesis. University of Liege, 1999.
4. DeForest, C.E. Solar coronal structures and stray light in TRACE //ApJ. 2009. V. 690. P.1264.
5. Handy, B.N., Acton, L.W., Kankelborg, C.C., Wolfson, C.J. et al. // Solar Physics. 1999. V. 187. P. 229.
6. Slemzin V.A. et al. Off-limb EUV observations of the solar corona and transients with the CORONAS-F/SPIRIT telescope-coronagraph //Ann. Geophys. 2008. V.26. P.3007.
7. Defise, J.-M., Halain, J.-P., Berghmans, D. et al. SWAP: a novel EUV telescope for space weather// Proc. SPIE. 2007. V. 6689. P. 66890S.

Широкополосные многослойные зеркала нормального падения в областях $80 < \lambda < 130$ и $80 < \lambda < 160 \text{ \AA}$

Е.А. Вишняков^{1,2}, М.С. Лугинин^{1,2}, А.С. Пирожков^{1,2}, Е.Н. Рагозин^{1,2}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва.

² Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская обл.
e-mail: ENRagozin@sci.lebedev.ru, mikhail.luginin@phystech.edu

Широкополосные многослойные зеркала (МЗ) нормального падения применяются в оптике мягкого рентгеновского (МР) диапазона при исследованиях неоднородной плазмы с использованием стигматических спектрографов [1–3], регистрации спектра высоких гармоник лазерного излучения, отражении и преобразовании длительности аттосекундных импульсов МР-излучения [4] и др. Хорошо освоен диапазон 125–300 Å, в котором широкое применение нашли молибден-кремниевые (Mo/Si) МЗ. В области $\lambda < 130 \text{ \AA}$ эффективность существующих МЗ значительно ниже. Наилучшие результаты (с точки зрения оптических констант) должны были бы показывать МЗ на основе обедненного урана (U/B₄C, U/C) [5], однако из-за его высокой химической активности не удается получить стабильных зеркал. Согласно расчетам, достаточно высоких коэффициентов отражения можно ожидать от МЗ на основе лантана, однако из-за образования переходных слоев при синтезе таких зеркал коэффициенты отражения значительно уступают расчетным [6].

Мы продолжили поиск пар материалов для создания эффективных широкополосных зеркал нормального падения в области $\lambda < 130 \text{ \AA}$. Ставилась цель выяснить принципиальную возможность создания широкополосных зеркал нормального падения и рассчитать их предельно достижимые характеристики, обусловленные оптическими константами элементов.

Был произведен анализ оптических констант ряда веществ (Mo, Si, B₄C, C, Ti, Co, W, Ni, Cr, Sb, Sc, Y, Be, Pd, Ag). На рис. 1 и 2 представлены зависимости δ и γ от длины волны для наиболее перспективных из них в смысле создания МЗ в области $8 < \lambda < 13 \text{ нм}$ (δ и γ являются соответственно действительной и мнимой добавками к единице в диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1 - \delta + i\gamma$). Сурьма обладает значительным отличием действительной составляющей показателя преломления от единицы, а мнимая часть не очень велика, что определяет выбор ее в качестве первой из компонент МЗ. Численный эксперимент показал, что в качестве слабо поглощающих веществ следует выбирать B₄C или Y.

Апериодические многослойные структуры (МС) на основе сурьмы оптимизировались на достижение максимального равномерного коэффициента отражения при нормальном падении излучения путем минимизации функционала $\mathfrak{S} = \int [R(\lambda) - R_0]^2 d\lambda$, где R_0 – параметр оптимизации,

а $R(\lambda)$ – коэффициент отражения от многослойной структуры. Параметрами оптимизации являлись толщины всех слоев. При этом количество слоев N каждой структуры выбиралось таким, чтобы достигался эффект насыщения. Оказалось, что аperiодические МС Sb/B₄C и Sb/Y, оптимизированные на максимальное равномерное отражение в области $80 < \lambda < 130 \text{ \AA}$, значительно превосходят структуры на основе веществ из указанного списка без сурьмы (рис. 3).

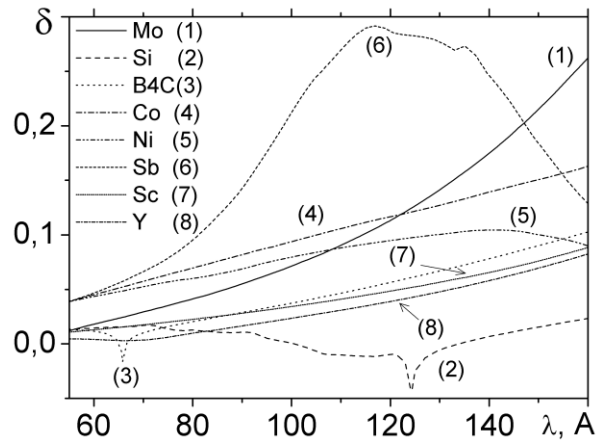


Рис. 1. Добавка к действительной части диэлектрической проницаемости Mo, Si, B₄C, Co, Ni, Sb, Sc и Y в диапазоне длин волн 55–160 Å

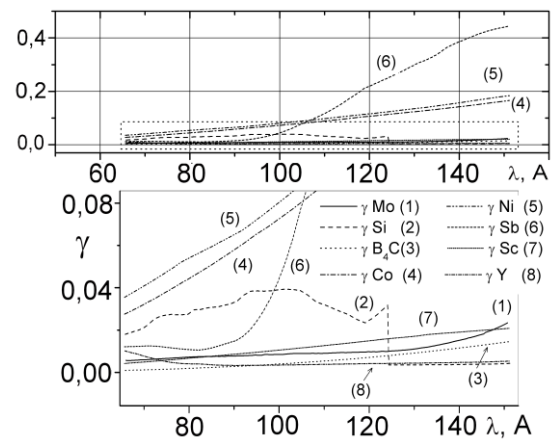


Рис. 2. Мнимая часть диэлектрической проницаемости Mo, Si, B₄C, Co, Ni, Sb, Sc и Y в диапазоне длин волн 55–160 Å. Нижний график соответствует штрихованному прямоугольнику на верхнем графике

Сравнение коэффициентов отражения аperiодических МС Sb/B₄C и Sb/Y, оптимизированных на достижение максимального равномерного от-

ражения в спектральных диапазонах $80 < \lambda < 130$ и $80 < \lambda < 160$ Å, показало, что структуры с иттрием обладают немного лучшими коэффициентами отражения (рис. 4).

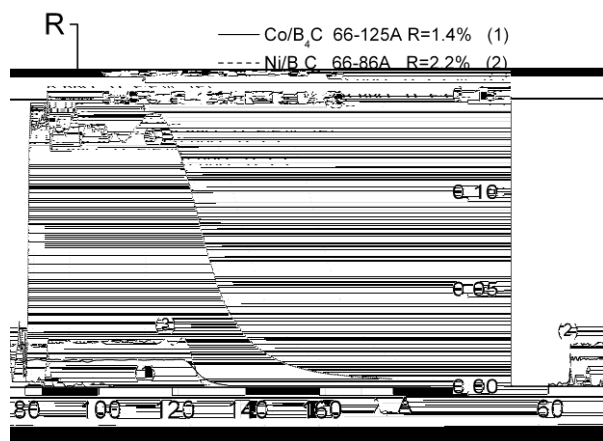


Рис. 3. Коэффициент отражения аperiodических МС $\text{Sb/B}_4\text{C}$ (81–128 Å, $N=200$), $\text{Co/B}_4\text{C}$ (86–125 Å, $N=250$), $\text{Co/B}_4\text{C}$ (66–125 Å, $N=200$) и $\text{Ni/B}_4\text{C}$ (66–86 Å, $N=200$), оптимизированных на максимальное равномерное отражение на указанных интервалах

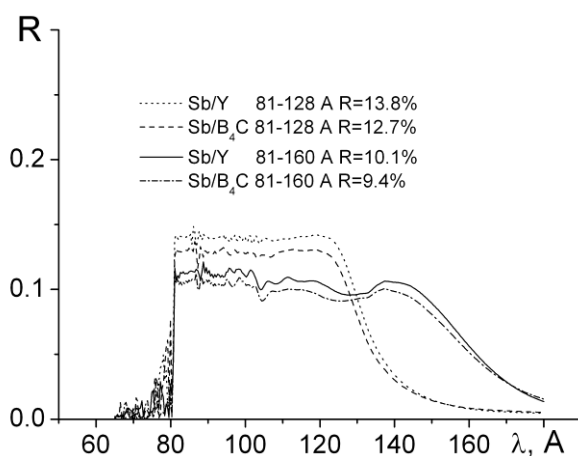


Рис. 4. Коэффициент отражения аperiodических МС $\text{Sb/B}_4\text{C}$ и Sb/Y , оптимизированных на максимальное равномерное отражение в диапазонах длин волн 81–128 Å и 81–160 Å

При синтезе МС могут образовываться переходные слои, что приводит к уменьшению коэффициента отражения многослойной структуры. О параметрах переходных слоев в Sb-содержащих МС, насколько нам известно, не сообщалось.

В расчетах программно вводилось ограничение на минимально возможную толщину слоя t_{\min} , что связано с необходимостью исключить физически абсурдные решения (толщина слоя не может быть меньше размера атома или молекулы) и повысить устойчивость МС к образованию переходных слоев (в идеале толщины слоев «чистых» веществ должны быть много больше толщин пере-

ходных слоев). Структура с более толстыми слоями предпочтительнее для синтеза, так как неизвестно, образуются ли при синтезе сурьмосодержащих зеркал переходные слои, и если образуются, то каковы их толщины и элементный состав. Влияние такого ограничения исследовалось путем оптимизации МС $\text{Sb/B}_4\text{C}$ и Sb/Y на равномерное отражение при варьировании t_{\min} . Оказалось, что ограничение толщины слоев снизу вплоть до уровня $\approx \lambda_{\min}/4$, где λ_{\min} - коротковолновая граница оптимизации, не ведет к уменьшению достижимого (равномерного) коэффициента отражения. При введении более сильного программного ограничения на минимальную толщину слоев ($t_{\min} > \lambda_{\min}/4$) без изменения остальных параметров оптимизации равномерность решения резко ухудшается (рис. 5). Достаточно высокой равномерности (при $t_{\min} > \lambda_{\min}/4$) можно достигнуть за счет снижения среднего коэффициента отражения.

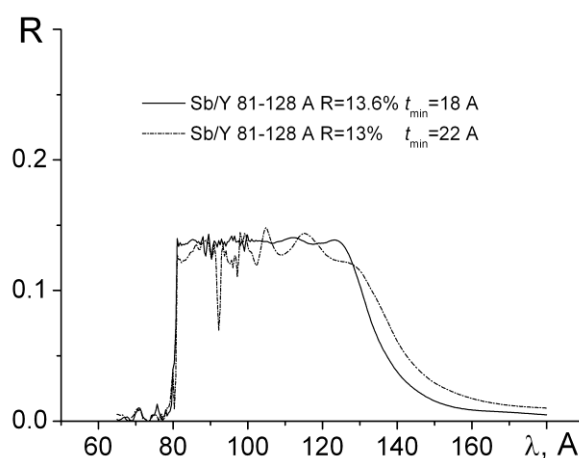


Рис. 5. Влияние программно вводимого ограничения для минимальной толщины слоев t_{\min} на коэффициент отражения аperiodической МС Sb/Y , оптимизированной на максимальное равномерное отражение на интервале 81–128 Å. Коэффициенты отражения структур при $t_{\min}=18$ и 22 Å

1. В.Е. Левашов, К.Н. Медников, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // Квантовая электрон. 2006. Т. 36, вып. 6. С. 549-552.
2. И.Л. Бейгман, В.Е. Левашов, К.Н. Медников, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин, И.Ю. Толстикова // Квантовая электрон. 2007. Т. 37, вып. 11. С. 1060-1064.
3. V.E. Levashov, K.N. Mednikov, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin // Radiat. Phys. Chem. 2006. Vol. 75, № 11. P. 1819-1823.
4. И.Л. Бейгман, А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, вып. 3. С. 167.
5. И.А. Артюков, В.В. Зеленцов, К.М. Крымский. Препринт ФИАН № 14. 2000.
6. М.М. Барышева, С.С. Андреев, С.А. Вайнер, С.А. Гусев, С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Рабочее совещание «Рентгеновская оптика – 2008». 2008. С. 32.

Гетероструктуры в системе AlGaN с высоким структурным совершенством, полученные методом МЛЭ

А.Н. Алексеев¹, Д.М. Красовицкий², С.И. Петров¹, В.П. Чалый²

¹ ЗАО «НТО», пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург.

² ЗАО «Светлана-Рост», пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург.
e-mail: petrov@semiteq.ru

Благодаря своим уникальным свойствам нитриды металлов третьей группы (III-N) весьма перспективны для создания оптоэлектронных и электронных приборов на их основе. Ширина запрещенной зоны этих прямозонных полупроводников перекрывает весь видимый и значительную часть ультрафиолетового диапазона, что делает возможным создание оптоэлектронных приборов, работающих в указанных областях спектра. Высокая термическая и радиационная стойкость, высокие значения пробивных полей, ярко выраженные поляризационные эффекты делают эти материалы привлекательными при создании мощных СВЧ-транзисторов и в высокотемпературной силовой электронике. Кроме того, нитриды перспективны для создания элементов электроники, работающих на поверхностных акустических волнах.

ЗАО «НТО» (SemiTEq JSC) является лидирующим российским производителем установок молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для выращивания материалов в системах InAlGaN, InAlGaAs, широкозонных соединений A²B⁶ и других. В данной работе представлены результаты выращивания в ЗАО «Светлана-Рост» нитридных гетероструктур на подложках сапфира (0001) и полупроводящего карбида кремния на отечественной специализированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) нитридов третьей группы STE3N3 (ЗАО «НТО»). Уникальными особенностями данной установки является расширенный диапазон температур подложки (до 1200 °С) и отношений V/III. На основе полученных гетероструктур были созданы мощные полевые транзисторы с рекордными на сегодняшний день для России параметрами.

При выращивании материалов III-N существует ряд проблем, основной из которых является отсутствие дешевых и согласованных по параметру решетки подложек. Гетероэпитаксия нитридов на рассогласованных подложках, несмотря на применение специальных процедур на начальных стадиях роста, приводит к достаточно высокой плотности дислокаций, что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. В настоящей работе было проведено выращивание разработанной в ЗАО «Светлана-Рост» многослойной нитридной гетероструктуры (МГС). Выращивание на начальной стадии роста «толстых» (более 200 нм) слоев AlN при экстремально высокой для МЛЭ температуре (1100–1150 °С), а затем выращивание переходных областей между слоями разного состава (включая сверхрешетки) привело к улучше-

нию свойств всей МГС AlN/AlGaN/GaN и слоя GaN в частности. Плотность дислокаций в GaN была понижена на 1,5–2 порядка по сравнению с выращиванием на традиционном зародышевом слое AlN. Уменьшение плотности дислокаций привело к значительному увеличению подвижности электронов в слоях GaN. Максимальная подвижность электронов в слаболегированном GaN толщиной 1,5 мкм составляет 600–650 см²/(В·с) при концентрации 3–5·10¹⁶ см⁻³, что находится в числе лучших значений, достигнутых в мире на сегодняшний день, и свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве материала (рис. 1).

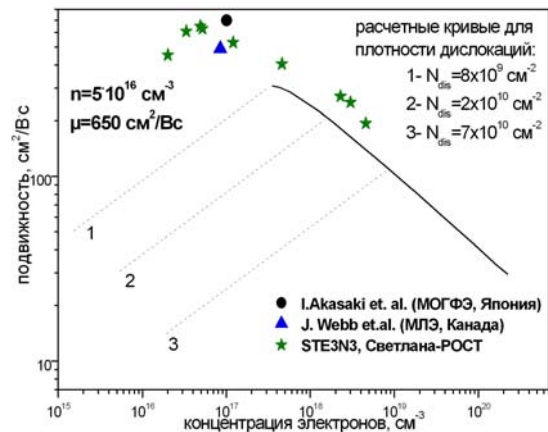


Рис. 1. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в слое GaN, полученная в ведущих мировых группах (круг – метод МОГФЭ [1], треугольник – метод МЛЭ [2]) и на установке серии STE3N3 с использованием многослойного буферного слоя AlN/AlGaN/GaN (звездочки), а также теоретическая зависимость подвижности электронов в GaN от плотности дислокаций [3]

Модификация конструкции и содержания алюминия в верхнем барьерном слое AlGaN в МГС AlN/AlGaN/GaN/AlGaN для мощного полевого транзистора позволила изменять подвижность электронов и слоевую концентрацию в двумерном электронном газе, образованном на верхней гетерогранице GaN/AlGaN, в диапазоне 1300–1700 см²/(В·с) и 1.0–1.8·10¹³ см⁻² соответственно. Это позволило контролировать и изменять слоевое сопротивление в диапазоне 230–400 Ом/ед. пл. Подобные значения электрофизических параметров двумерного электронного газа соответствуют современному мировому уровню и являются рекордными для России. Шероховатость поверхности полученных гетероструктур также соответствует лучшим значениям для нитридных слоев, выращенных методом МЛЭ на сапфире (rms 1–2 нм).

На разработанных конструкциях гетероструктур были реализованы тестовые транзисторы с длиной затвора 0,5 мкм, демонстрирующие статические параметры мирового уровня (ток стока 1 А/мм, крутизна 200 мС/мм, пробивные напряжения более 150 В) и малосигнальные s -параметры (f_i до 20 ГГц, f_{max} до 55 ГГц), подтверждающие перспективность использования данных гетероструктур для элементной базы X-диапазона. На гетероструктурах, выращенных на подложках карбида кремния были реализованы широкополосные усилители, работающие в диапазоне 30 МГц – 4,0 ГГц с коэффициентом усиления (Gain) 17–25 дБ, выходной мощностью 2,5 Вт и КПД 30%. Кроме того, были получены усилители

мощности С-диапазона с выходной мощностью 10 Вт. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 85 °С.

Работа проводилась в рамках ГК №02.523.11.3019 при поддержке Министерства Образования и Науки РФ.

1. *I. Akasaki and H. Amano*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 9001 (2006).
2. *James B. Webb, H. Tang, J.A. Bardwell, S. Moisa, C. Peters, T. MacElwee*, Journal of Crystal Growth **230**, 584 (2001).
3. *H. M. Ng, D. Doppalapudi, T. D. Moustakas, N. G. Weimann, and L. F. Eastman*, Appl. Phys. Lett., **73**, 821 (1998).

Влияние ионного облучения на свойства нанокластеров золота и кремния в диэлектрических матрицах

А.Б. Костюк, М.П. Федонин, А.И. Белов, М.Е. Шенина, А.П. Касаткин,
Ю.А. Дудин, Д.В. Гусейнов, А.Н. Михайлов, И.С. Рассолова, В.В. Карзанов,
Е.С. Демидов, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.
e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Встраивание металлических и полупроводниковых нанокластеров (НК) в состав электронных компонентов микросхем наделяет их рядом новых и важных функций, которые перспективны для создания нано- и оптоэлектронных устройств нового поколения. Для реализации возможностей, заложенных в указанных системах, необходимо нахождение способов управления их структурными и морфологическими характеристиками. Одним из наиболее эффективных методов модификации является ионное облучение.

В данной работе исследована связь между режимами ионного облучения и свойствами ионно-синтезированных НК Au в матрицах SiO_2 и Al_2O_3 , а также люминесцирующих в видимой и ближней ИК области спектра НК Si в слоях окисленного пористого кремния (ПК) и в пленках Si_3N_4 .

Исходные матрицы для НК Au представляли собой пластины плавленого кварца и кристаллического сапфира. Имплантация ионов Au с дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ производилась на установке «Радуга-3» в импульсном режиме. Для модификации свойств металлических НК использовалось облучение близкими по массе, но различными по химиче-

ским свойствам ионами F^+ и Ne^+ , что позволяет разделить влияние чисто динамических и химических эффектов. Доза ионов варьировалась в пределах $2,5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, а энергия выбиралась таким образом, чтобы максимум концентрации имплантированного золота находился на глубинах, близких к R_p для данных ионов в соответствии с расчетом по программе SRIM [1].

Слои ПК облучались ионами инертных газов Ar^+ , Ne^+ и электрически активных примесей P^+ , B^+ в условиях, обеспечивающих для разных ионов примерное равенство количества произведенных смещений в пересчете на атом Si в НК (dpa), а также идентичность распределений энергии, выделенной ионами в упругих столкновениях [1].

Факт образования НК золота был установлен из спектров оптического пропускания, снятых в диапазоне длин волн 180–1800 нм на спектрофотометре Varian Cary 6000i, по линиям поглощения связанным с поверхностным плазмонным резонансом (ППР). Параметры НК Au определялись из этих спектров с использованием теории Ми [2].

На рис. 1 приведены зависимости параметров НК Au в SiO_2 и Al_2O_3 от дозы и F^+ .

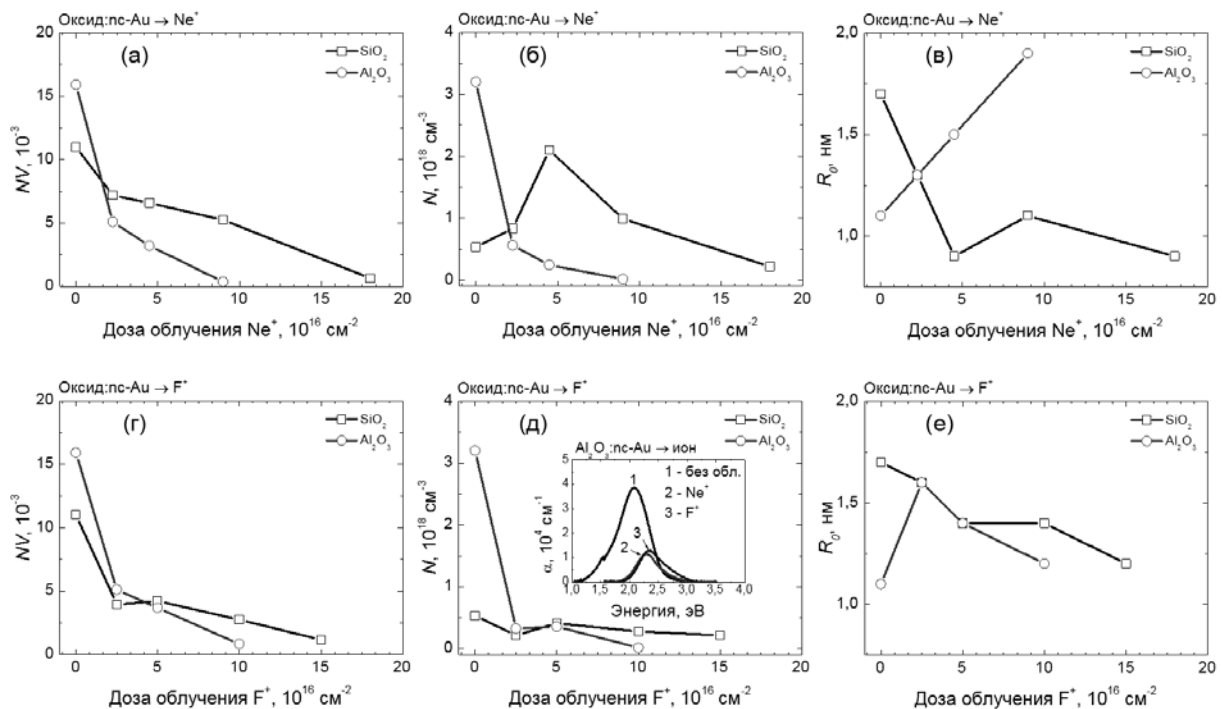


Рис. 1. Дозовые зависимости параметров НК Au в матрицах SiO_2 и Al_2O_3 , рассчитанные из спектров пропускания, для ионов Ne^+ и F^+ . NV – объемная доля НК в содержащем кластеры слое, N – их средняя объемная концентрация в этом слое, R_0 – средний радиус НК. На вставке приведены спектры поглощения системы $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{nc-Au}$ до ионного облучения и после облучения ионами Ne^+ ($4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и F^+ ($5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$)

Облучение приводит большей частью к сдвигу частоты (энергии) ППР в сторону больших значений (см. вставку на рис. 1) и растворению НК Au, причем интенсивность и характер этих процессов различны для матриц SiO_2 и Al_2O_3 . Следовательно, не только масса, но и химическая природа иона оказывают влияние на указанные процессы. Экспериментальные данные обсуждаются в сравнении с результатами проведенного трехмерного компьютерного моделирования процессов ионного перемешивания и «внутреннего» распыления НК Au, а также с учетом влияния легирования на концентрацию электронов в НК Au.

Кинетика накопления радиационных дефектов в окисленном ПК исследовалась методом ЭПР (рис. 2, а). На спектрах ЭПР облученных образцов наблюдается линия, которая может быть обусловлена P_b^- или VV -центрами. В области доз $1 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{15}$ см^{-2} концентрации центров для всех ионов выходят на насыщение, что можно трактовать как следствие аморфизации НК Si. Дозы аморфизации в нашем случае оказались близкими к дозам аморфизации массивного кремния [3] и существенно выше, чем для НК Si, сформированных в слоях термического SiO_2 [4]. Дозовая зависимость интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) при 600–650 нм от сорта иона более сложная (рис. 2, б) и нуждается в проверке.

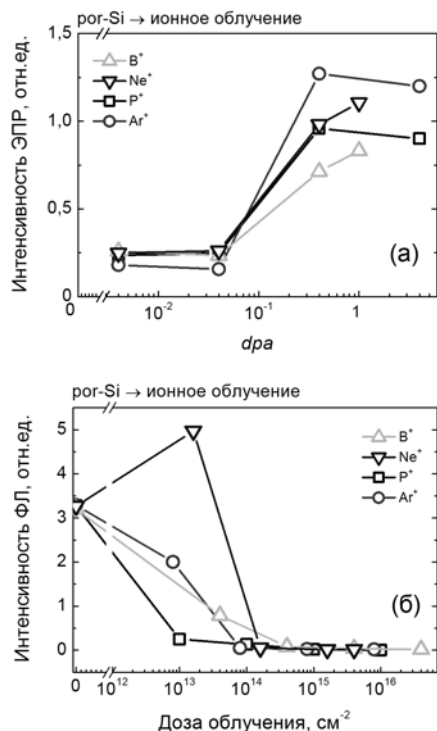


Рис. 2. Зависимости интенсивности ФЛ при 600–650 нм от дозы ионов (а) и амплитуды линии ЭПР от соответствующих значений dpa (б) для образцов ПК, облученных ионами P^+ , Ar^+ и B^+ , Ne^+

В случае облучения пленок Si_3N_4 увеличение массы иона приводит к ускорению процесса накопления радиационных дефектов (рис. 3, а) и к задержке процесса гашения ФЛ при 750–800 нм с ростом дозы (рис. 3, б).

Такое поведение характерно и для НК Si в SiO_2 [4]. Оно обусловлено тем, что гашение ФЛ обусловлено в основном точечными (свободными) дефектами, диффундирующими на поверхность НК, и их доля меньше для тяжелых ионов. В аморфизацию же вносят вклад как свободные, так и связанные в комплексы дефекты, а при одних и тех же значениях dpa (смещений на атом) потеря дефектов на рекомбинацию для тяжелых ионов менее значительна.

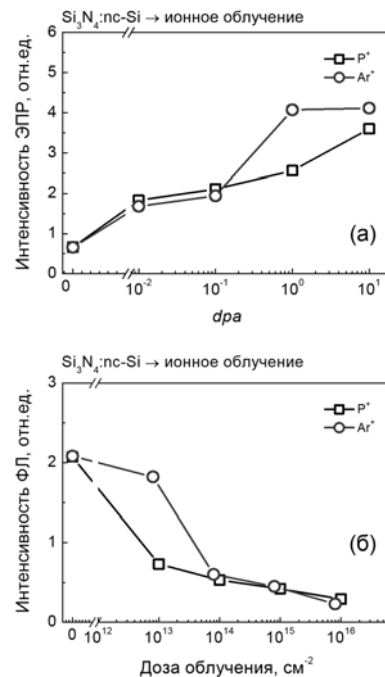


Рис. 3. Зависимости интенсивности ФЛ при 750–800 нм от дозы ионов (а) и амплитуды линии ЭПР от соответствующих значений dpa (б) для образцов Si_3N_4 :nc-Si, облученных ионами P^+ и Ar^+

Таким образом, исследование зависимостей параметров металлических и полупроводниковых НК от дозы и сорта ионов позволяет судить о механизме взаимодействия ионных пучков с нанокластерами. Ионное облучение может быть использовано в нанопотонике для целенаправленной модификации свойств наносистем на основе диэлектрических слоев с нановключениями.

Работа выполнена частично в рамках АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Ziegler, J.F. The Stopping and Range of Ions in Matter / J.F. Ziegler. – Режим доступа: <http://www.srim.org>, свободный. – Загл. с экрана.

2. Mie, G. Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen / G. Mie // Annalen der Physik. 1908. Bd. 25, Flg. 4, № 3. P. 377-445.

3. Зорин, Е.И. Ионное легирование полупроводников / Е.И. Зорин, П.В. Павлов, Д.И. Тетельбаум – М. : Энергия, 1975. – 129 с.

4. Качурин, Г.А. Влияние интенсивности торможения ионов на дефектообразование при имплантации в нанокристаллы кремния / Г.А. Качурин, С.Г. Черкова, Д.В. Марин, А.К. Гутаковский, А.Г. Черков, В.А. Володин // ФТП. 2008. Т. 42, № 9. С. 1145-1149.

Атомное выглаживание поверхностей GaAs в равновесных условиях

В.Л. Альперович, И.О. Ахундов, Н.С. Рудая, А.С. Кожухов, Д.В. Щеглов,
А.В. Латышев, А.С. Терехов

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск.
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск.
e-mail: alper_v@mail.ru

Атомно-гладкие поверхности полупроводников необходимы как для научных исследований в области физики поверхности, так и для практических применений. Только на атомно-гладкой поверхности можно воспроизводимо создавать наноразмерные объекты благодаря явлениям самоорганизации при росте кристаллов или с помощью современных атомных зондовых методов. Стандартным методом приготовления атомно-гладких поверхностей полупроводников является метод химико-механического полирования (ХМП). Поверхности, приготовленные методом ХМП, могут иметь величину среднеквадратичной шероховатости R_q , соизмеримую с толщиной монослоя. Однако, несмотря на малую величину R_q , из-за механического воздействия при полировании такие поверхности являются разупорядоченными на микроскопическом уровне. Диффузия атомов при повышенных температурах позволяет "залечить" дефекты нарушенного поверхностного слоя и получить поверхности, состоящие из регулярных атомно-гладких террас, разделенных прямолинейными ступенями монокристаллической высоты.

Атомарно-чистые поверхности кремния с близкой к идеальной "террасированной" морфологией могут быть получены отжигом в вакууме [1, 2]. Применение этого метода к полупроводниковым соединениям $A^{III}B^V$ затруднено из-за высокой и различной летучести элементов III и V групп. Ранее нами была показана возможность получения террасированных поверхностей GaAs(001) путем отжига в условиях, близких к равновесию между кристаллом и парами мышьяка и галлия [3]. Равновесие обеспечивалось присутствием насыщенного раствора-расплава мышьяка в галлии. Этот метод оказался более эффективным и экономичным по сравнению с экспериментами по выглаживанию поверхности GaAs в ростовых камерах установок молекулярно-лучевой эпитаксии [4] и эпитаксии из металл-органических соединений [5]. Тем не менее, многие вопросы, касающиеся метода выглаживания поверхности GaAs в равновесных условиях, оставались открытыми. Во-первых, не был выяснен вопрос о степени близости условий выглаживания к равновесным. Отклонение условий от равновесных в сторону роста или сублимации может привести к кинетическим нестабильностям, которые затрудняют получение упорядоченной террасированной поверхности. Во-вторых, ранее не измерялась кинетика выглаживания. Измерение кинетики откроет возможности для сопоставления эксперимента с теорией и на-

хождения микроскопических параметров, определяющих процесс выглаживания поверхности. В-третьих, представляет интерес вопрос о влиянии стехиометрии и кристаллографической ориентации поверхности на процесс выглаживания. Данная работа направлена на выяснение этих вопросов с помощью экспериментов по термическому выглаживанию поверхностей GaAs с различными кристаллографическими ориентациями, а также образцов с предварительно структурированной поверхностью. В работе обсуждаются возможности и ограничения различных методов анализа эволюции морфологии террасированных поверхностей в процессе выглаживания, в том числе автокорреляционного и фурье-анализа.

Эксперименты проводились на образцах, вырезанных из "epi-ready" подложек GaAs(001), GaAs(111)A и GaAs(111)B. На поверхности образцов формировались квадратные меза-структуры размером 5×5 мкм, ограниченные канавками глубиной ~ 10 нм и шириной ~ 100 нм. Канавки изготавливались путем окисления поверхности GaAs, индуцированного иглой атомно-силового микроскопа [6], и последующего химического удаления оксида [7]. Меза-структуры служили метками, позволявшими находить одно и то же место на поверхности образцов после отжигов. Детали методики отжига в равновесных условиях и измерений рельефа поверхности методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) описаны в [3].

Для выяснения степени близости условий отжигов к равновесным и изучения кинетики выглаживания были проведены опыты с предварительно изготовленными на поверхности GaAs меза-структурами. На рис. 1 показаны АСМ изображения поверхности GaAs(001) вблизи мезы до (a) и после (b, c, d) последовательных отжигов при $T = 625$ °С. На исходной подложке (рис. 1, a) не видно ни террас, ни атомных ступеней. После 10-минутного отжига на поверхности отчетливо видны террасы, ограниченные изрезанными ступенями (рис. 1, b). При этом на террасах наблюдается значительная концентрация двумерных "положительных" и "отрицательных" островков монокристаллической высоты и глубины соответственно. Увеличение времени отжига ведет к сглаживанию формы ступеней, увеличению среднего латерального размера островков и уменьшению их концентрации (рис. 1, c). В результате отжига в течение 100 минут при 625 °С (рис. 1, d) морфология поверхности приближается к "идеальной" с регулярной системой атомно-гладких террас шириной ~ 1 мкм, раз-

деленных прямолинейными эквидистантными ступенями моноатомной высоты (~ 0.3 нм). Ширина террас соответствует углу разориентации подложки $\sim 0.02^\circ$.

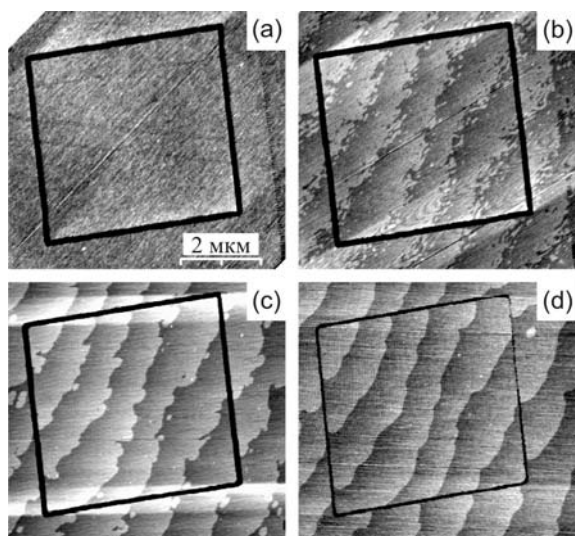


Рис. 1. Рельеф поверхности GaAs(001) с меза-структурой до (a) и после (b, c, d) последовательных отжига при $T = 625$ °C в течение 10 (b), 40 (c) и 100 (d) минут

Для обнаружения отклонений условий отжига от равновесия в сторону роста или сублимации, мы проанализировали положения моноатомных ступеней после последовательных отжигов. В случае роста или сублимации следует ожидать движения ступеней в направлении ниже- или вышележащих террас соответственно. Детальное сравнение АСМ изображений на структурированных подложках после отжигов различной длительности не выявило значимых сдвигов среднего положения ступеней. Точность определения положения ступеней позволяет оценить скорость роста (или сублимации); эта скорость не превышает $3 \cdot 10^{-5}$ монослоя в секунду. Следует также отметить, что ступенчато-слоевой рост или ступенчато-слоевая сублимация могут приводить к формированию идеально гладких фасеток, не содержащих атомных ступеней, за счет "сбегания" ступеней к нижнему или верхнему краям мезы [8]. Однако, как видно из рис. 1(b, c, d), в условиях нашего эксперимента формирования бесступенчатых фасеток не происходит: ширина террас в верхней и нижней частях мезы остается неизменной, при этом каждая ступень внутри мезы является продолжением ступени вне мезы. Таким образом, в пределах экспериментальной точности условия отжига поверхности являются равновесными.

Как видно из рис. 1, сглаживание формы ступеней является одним из основных процессов формирования идеальной террасированной поверхности. Полезной характеристикой процесса выглаживания мог бы быть фурье-образ отклонений формы ступеней от прямолинейной. Однако фурье-анализ формы ступеней затруднен "нависаниями" (рис. 1, b), в результате которых анализи-

руемая функция не является однозначной. В данной работе для изучения кинетики выглаживания использовался интегральный параметр – полная длина моноатомных ступеней L_S . Как показано в [3], эволюция морфологии поверхности при термическом выглаживании может быть более адекватно охарактеризована длиной ступеней L_S , чем среднеквадратичной шероховатостью R_q . Действительно, при увеличении температуры изохронных отжигов величина L_S уменьшалась на порядок и приближалась к предельному значению L_0 , равному длине прямолинейных ступеней на идеальной вицинальной поверхности, в то время как шероховатость R_q изменялась менее чем в два раза [3]. В данной работе установлено, что избыточная длина ступеней $\Delta L_S = L_S - L_0$ уменьшается обратно пропорционально времени отжига.

С целью выяснения вопроса о влиянии стехиометрии поверхности на процесс выглаживания, были проведены опыты по выглаживанию полярных поверхностей GaAs(111)A и GaAs(111)B. Установлено, что характерная температура, при которой начинается выглаживание поверхности GaAs(111)A, оканчивающейся преимущественно атомами галлия, приблизительно на 100 °C ниже, чем для мышьяк-терминированной поверхности GaAs(111)B. Это различие предположительно свидетельствует о том, что обогащение поверхности галлием способствует термическому выглаживанию поверхности GaAs.

Работа поддержана РФФИ (грант 11-02-00991) и Российской академией наук.

1. *Latyshev A.V.* Transformations on clean Si(III) stepped surface during sublimation. / A.V. Latyshev, A.L. Aseev, A.B. Krasilnikov, S.I. Stenin // Surf. Sci. 1989. V. 213. P. 157-169.

2. *Jeong H.-C.* Steps on surfaces: Experiment and theory / H.-C. Jeong and E. D. Williams // Surface Sci. Reports 1999. V. 34. P. 171-294.

3. *Alperovich V.L.* Step-terraced morphology of GaAs(001) substrates prepared at quasi-equilibrium conditions / V.L. Alperovich, I.O. Akhundov, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, and A.S. Terekhov // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. 101908 (3).

4. *Ding Z.* Atomic-scale observation of temperature and pressure driven preroughening and roughening / Z. Ding, D. W. Bullock, P. M. Thibado, V. P. LaBella, K. Mullen // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. 216109 (4).

5. *Epler J.E.* Evolution of monolayer terrace topography on (100) GaAs annealed under an arsine/hydrogen ambient / J.E. Epler, T.A. Jung, H.P. Schweizer // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 143.

6. *Sheglov D.V.* Peculiarities of nanooxidation on flat surface / Sheglov D.V., Prozorov A.V., Nasimov D.A., Latyshev A.V., Aseev A.L. // Phys. Low-Dim. Struct. 2002. P. 239-247.

7. *Alperovich V.L.* Surface passivation and morphology of GaAs(100) treated in HCl-isopropyl alcohol solution / V.L. Alperovich, O.E. Tereshchenko, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.S. Terekhov // Appl. Surf. Sci. 2004, V. 235. P. 249-259.

8. *Weishart H.* Monomolecular steps of ultra-low density on (100) growth faces of liquid phase epitaxial GaAs / Weishart H., Bauser E., Konuma M., Queisser H.-J. // J. Cryst. Growth. 1994. V. 137. P. 335-346.

Эпитаксиальный рост и свойства GaAs квантовых точек в AlGaAs-нановискерах

Г.Э. Цырлин¹⁻³, А.Д. Буравлев^{1,2}, Ю.Б. Самсоненко¹⁻³, И.П. Сошников^{1,2},
И.В. Шторм^{1,4}, В.Ю. Давыдов², Б.В. Новиков⁴, А.В. Платонов², В.П. Кочерешко²,
J. Bleuse⁵, H. Mariette⁵

¹ Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина д.8/3, Санкт-Петербург.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

³ Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский 26, Санкт-Петербург.

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульновская, 3.

⁵ CEA-CNRS group “Nanophysique et Semiconducteurs” and Institut Neel, rue de Martyrs 17, Grenoble, France.
e-mail: cirilin@beam.ioffe.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК), или нановискеры, представляют большой интерес как возможный материал для ряда оптоэлектронных устройств – лазеров, фотодетекторов, солнечных элементов и других приборов. Следует подчеркнуть, что ННК формируются не в результате процессов самоорганизации, как многие другие наноструктуры, а за счет предварительной подготовки поверхности. Возможность прецизионного контроля диаметра, высоты, формы, плотности, структуры и состава ННК является, на наш взгляд, одним из основных преимуществ, позволяющим существенно улучшить свойства материала и создать новое поколение функциональных наноструктур с качественно новыми характеристиками. Особый интерес представляют ННК с комбинированной размерностью, например типа «квантовая точка в ННК». У подобных наноструктур появляются новые электронные и оптические свойства, поэтому данные гибридные материалы – объекты интенсивного исследования в современной физике. В данном сообщении приводятся данные по росту и исследованию свойств наноструктур типа «квантовая точка GaAs», внедренная в AlGaAs ННК.

Ростовые эксперименты проводились на установках ЭП1203, оснащенных различными эффузионными источниками, в том числе алюминия, галлия, мышьяка и золота. Для исследования поверхности во время роста использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Энергия зондирующего электронного пучка, используемого для исследования структуры образцов в данной работе, составляла 10–20 кВ. В качестве подложек использовались полированные полуизолирующие пластины арсенида галлия с ориентацией поверхности (111)В. Рост производился следующим образом. После удаления окисного слоя с поверхности подложки при температуре 610 °С наносился буферный слой GaAs толщиной 0.1 мкм при $T_s = 590$ °С. Далее температура образца понижалась до желаемой и на поверхность производилось напыление пленки золота толщиной ~ 0.2 нм в отсутствие потока мышьяка. После минутной выдержки для создания более равномерных эвтектических капель Au/Ga открывались заслонки Al, Ga и As и производилось выращивание AlGaAs ННК в течение

15 мин. Картины ДБЭО свидетельствовали об образовании вюрцитной фазы ННК уже после напыления 50 нм AlGaAs. После этого заслонка Al перекрывалась на 5 с, вследствие чего на поверхности AlGaAs ННК образовывался GaAs-наностроек. Далее Al-заслонка открывалась вновь на 5 мин для формирования покрывающего слоя. Для предотвращения возможного окисления AlGaAs ННК поверхность ННК покрывалась результирующим слоем GaAs в течение 2 мин при $T_s = 530$ °С. Ростовые температуры ННК варьировались в интервале (550–580 °С) при номинальных скоростях роста 1.0 монослоя в секунду (МС/с) для GaAs и 0.4 для AlAs.

Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ). Структурные свойства ННК производились с помощью трансмиссионного электронного микроскопа (ТЭМ) Carl Zeiss, включая микроскопию высокого разрешения. Исследования рамановских спектров образцов были проведены при комнатной температуре на спектрометрической установке Horiba Jobin-Yvon T64000, оснащенной конфокальным микроскопом. Для возбуждения спектра рассеяния использовался Ar+-лазер (длина волны $\lambda=514$ нм). Плотность лазерного излучения на образце была 2.5–50 кВт/см². Для исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) использовались Nd:YAG и Ti:Sa-лазеры.

На рис. 1, а и б приведены типичные РЭМ-изображения образцов, выращенных при температурах подложки 550 и 580 °С соответственно. Очевидно, что более высокая температура роста приводит к меньшей плотности ННК, однако большей равномерности по геометрическим размерам.

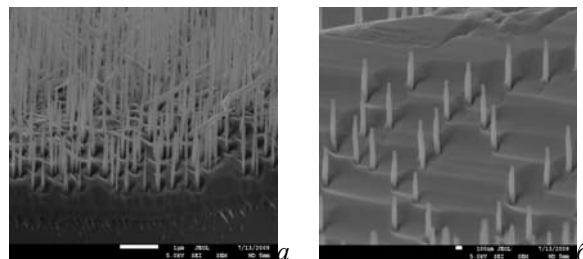


Рис. 1. РЭМ-изображения AlGaAs ННК, выращенных при температурах подложки 550 °С (а) и 580 °С (б) соответственно

Для подтверждения наличия нанометровой вставки в AlGaAs ННК были проведены исследования одиночных ННК методом ТЭМ. На рис. 2 приведено типичное ТЭМ-изображение высокого разрешения, демонстрирующее образование GaAs нанометрового островка в теле ННК. Типичные размеры составляют ~ 2.5 нм в направлении роста и ~ 20 нм в латеральном направлении.

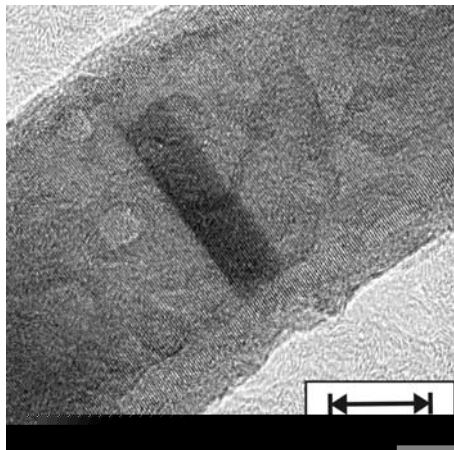


Рис. 2. ТЭМ изображение GaAs квантовой точки в Al-GaAs ННК

Спектр комбинационного рассеяния (КР) образца, выращенного при 580°C при разных мощностях возбуждения, представлен на рис. 3. В спектре смешанного кристалла $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, для которого характерно двухмодовое поведение фундаментальных частот, наблюдаются две области с полосами, относящимися к продольному $A_1(LO)$ и поперечному $E_1(TO)$ колебанию, как арсенида галлия, так и арсенида алюминия с частотами в областях $250\text{--}300\text{ cm}^{-1}$ и $360\text{--}400\text{ cm}^{-1}$ соответственно.

На рис. 4 приведены спектры ФЛ, снятые при температуре 6 К от одиночных ННК, выращенных при 580°C . Спектр состоит из набора узких линий в диапазоне $625\text{--}720$ нм, по-видимому, связанных с рекомбинацией носителей на гетерограницах «кубическая фаза – гексагональная фаза» в Al-GaAs ННК. Кроме того, наблюдаются оптические переходы, связанные с рекомбинацией в области GaAs квантовых точек в диапазоне длин волн $750\text{--}760$ нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (контракты № 02.740.11.0383, 16.740.11.0019 и 14.740.11.0592), различными научными программами Президиума РАН, Санкт-Петербургского государственного университета, грантами РФФИ и научными программами FP7 SOBONA и FUNPROB.

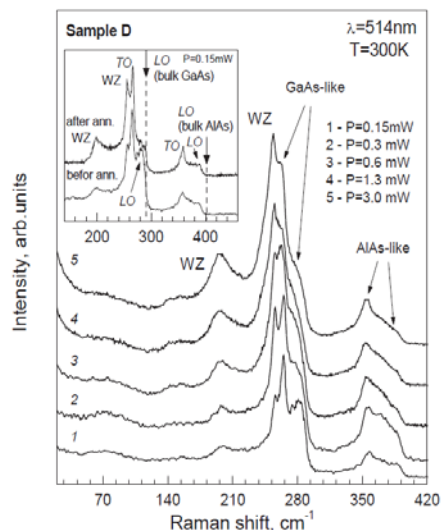


Рис. 3. Спектр КР образца, выращенного при $T_s = 580^\circ\text{C}$. Поляризация – $z(xx)\bar{z}$, мощность возбуждения, мВт: 1 – 0.16; 2 – 0.3; 3 – 1.3; 4 – 1.5; 5 – 3. На вставке представлены спектры образца D до и после «светового» отжига лазером с мощностью 1000 кВт/см^2

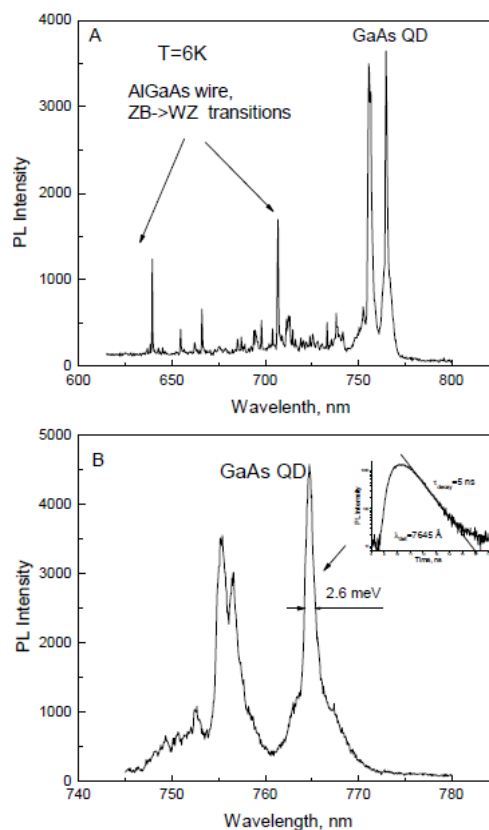


Рис. 4. Спектры ФЛ, снятые при 6 К, от одиночных ННК, выращенных при $T_s = 580^\circ\text{C}$. На вставке – время-разрешающая ФЛ, снятая в максимуме ФЛ пика на 765 нм

Сверхпроводниковый однофотонный детектор среднего инфракрасного диапазона на основе узких параллельных полосок из тонкой плёнки NbN

А.А. Корнеев, Ю.П. Корнеева, И.Н. Флоря, Г.Н. Гольцман

Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, Москва.
e-mail: akorneev@rplab.ru

В последнее время сильно возрос интерес к манипулированию одиночными фотонами. Во многих приложениях, от экспериментов с перепутанными фотонами и исследования однофотонных источников и заканчивая квантовой криптографией, требуются быстрые и чувствительные однофотонные детекторы [1, 2].

В видимом и ближнем инфракрасном диапазоне используются коммерчески доступные однофотонные лавинные фотодиоды (ЛФД) на основе Si и InGaAs, а также электровакуумные фотумножители (ФЭУ), но их спектральный диапазон ограничен 1 мкм (для Si ЛФД и ФЭУ) и 1.7 мкм (для InGaAs ЛФД).

Альтернативой являются сверхпроводниковые детекторы, которые обладают высокой чувствительностью, благодаря малой величине энергетической щели и низкому уровню шумов при криогенных температурах. Например, вольфрамовые сверхпроводящие болометры (TES) обладают квантовой эффективностью $\sim 95\%$ [3], но при этом имеют низкое быстродействие (10^4 Гц) и маленький динамический диапазон, из-за чего легко насыщаются комнатным фоновым излучением. Кроме того, им требуется сложное криогенное оборудование, обеспечивающее работу при температуре порядка 100 мК.

Ещё одним типом сверхпроводникового детектора является сверхпроводниковый однофотонный детектор SSPD [4] на основе ультратонкой плёнки NbN, работающий при температуре 2 К. SSPD представляет собой полосу сверхпроводника шириной 120 нм в форме меандра, покрывающего площадку размером в несколько микрон. SSPD имеет квантовую эффективность (QE) до 30% на длине волны 1.3 мкм при 10 темновых отсчётах в секунду [5]. Временное разрешение (jitter) составляет 74 пс [6]. Минимальная измеренная скорость темнового счёта составляет 10^{-4} с $^{-1}$, т.е. соответствует одному отсчёту за несколько часов наблюдения (хотя и при существенном уменьшении QE). С увеличением длины волны квантовая эффективность SSPD экспоненциально падает, ограничивая продвижение SSPD в средний инфракрасный диапазон. Чтобы обойти это ограничение, нам удалось изготовить SSPD с шириной сверхпроводящей полоски 50 нм, т.е. более чем вдвое меньше, чем у обычного SSPD, без заметного ухудшения сверхпроводящих свойств. Для увеличения отклика детектора мы применили подход, аналогичный описанному в [7]: вместо одной длинной полоски мы соединили много коротких сверхпроводящих полосок параллельно.

Согласно [8] и [9] при поглощении фотона в сверхпроводящей полоске возникает область, в которой сверхпроводимость подавлена, так называемое горячее пятно, размер которого зависит от энергии фотона. Уменьшение ширины полоски позволяет получить такую же долю перекрытия сечения полоски горячим пятном от фотона с малой энергией, как и от фотона ближнего ИК-диапазона в полоске обычного SSPD шириной 120 нм.

На рис. 1 представлено изображение SSPD в виде параллельных полосок, полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Детектор имеет площадь 10×10 мкм и состоит из 46 полосок шириной 56 нм.

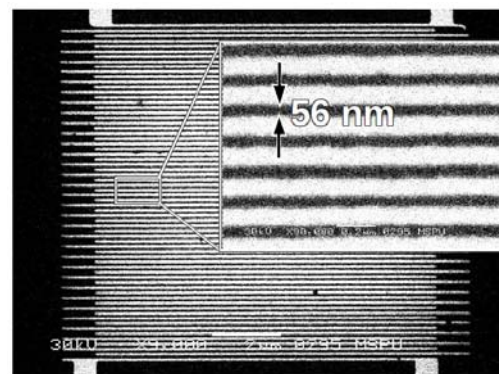


Рис. 1. Изображение SSPD в виде 46 параллельно соединённых полосок шириной 56 нм каждая, полученное с помощью растрового электронного микроскопа. Размеры детектора 10×10 мкм

В [10] было показано, что время отклика SSPD ограничено кинетической индуктивностью сверхпроводящей полоски. При разделении одной длинной полоски на N частей и их параллельном соединении кинетическая индуктивность падает в N^2 раз, при этом время отклика детектора уменьшается до сотен пикосекунд.

Впрямую измерялась квантовая эффективность SSPD в виде параллельных полосок на длинах волн 1.3 мкм и 1.55 мкм методом, описанным в [6]. SSPD устанавливался на одномодовое оптоволокно (при этом мы оцениваем эффективность согласования более 90%). Квантовая эффективность определялась как отношение числа фотоотсчётов N_c к числу фотонов на входе оптоволокна N_{ph} . Последнее определялось путём измерения мощности на входе в оптоволокно с помощью оптоволоконных измерителей мощности New Focus 2011 и Thorlabs PM20. В качестве источников использовался непрерывно излучающий светодиод

на длину волны 1.3 мкм и непрерывно излучающий лазерный диод на длину волны 1.55 мкм. Поляризация света не контролировалась.

Максимальные значения квантовых эффективностей составили 3.7% на длине волны 1.3 мкм и 2.6% на длине волны 1.55 мкм. Такие относительно низкие эффективности объясняются большей скважностью (отношение ширины полоски к периоду структуры): для SSPD в виде параллельных полосок она составляет 0.38, в то время как для обычных SSPD – 0.6, а также дефектами в процессе изготовления детекторов. При этом интересно сравнить отношения квантовых эффективностей на длинах волн 1.3 мкм и 1.55 мкм для обоих типов детекторов. Для SSPD в виде узких параллельных полосок это отношение составляет 1.4, в то время как для обычных SSPD, согласно [5], это соотношение равно 1.8. Также интересно сравнить значения QE на практически значимом уровне 10 темновых отсчётов в секунду для SSPD в виде параллельных полосок и коммерчески доступных SSPD. Для SSPD в виде параллельных полосок QE составляет 1.8% на 1.3 мкм и 1.3% на 1.55 мкм, и их отношение также равно 1.4. Для коммерческих SSPD [11] QE составляет 10% на 1.3 мкм и 4% на 1.55 мкм, а их отношение 2.5.

Спектральная чувствительность измерялась в интервале от 1 мкм до 3.5 мкм в оптическом гелиевом криостате. Для повышения точности мы измеряли сразу в одном эксперименте спектральную чувствительность обычного SSPD, и детектора в виде параллельных полосок. Оба детектора устанавливались рядом на одном держателе так, чтобы одинаково освещаться. В качестве источника использовался инфракрасный спектрометр ИКС-31.

Поскольку точное определение числа фотонов, падающих на детектор, в таком эксперименте крайне трудно, мы измеряли относительную квантовую эффективность RQE по следующей формуле:

$$RQE = N_c / (W h\nu),$$

где N_c – число фотоотсчётов детектора, W – выходная мощность излучения спектрометра, измеренная с помощью оптико-акустического преобразователя, $h\nu$ – энергия фотона. Затем полученные значения RQE привязывались к реальным значениям QE на длине волны 1.3 мкм. Так получались графики зависимости квантовых эффективностей детекторов от длины волны, представленные на рис. 2.

Обычный SSPD имел ширину полоски 104 нм, а SSPD в виде параллельных полосок состоял из 70 полосок шириной 54 нм каждая. Оба SSPD были изготовлены из одинаковых плёнок NbN. Измерения произведены при температуре 3 К. Токи смещения подбирались так, чтобы оба образца имели одинаковые скорости темного счёта – 20 кГц. Из графиков видно, что на интервале длин волн от 1.3 мкм до 3.5 мкм QE для SSPD в виде параллельных полосок падает примерно в 30 раз, а для обычного SSPD – на 3 порядка. Также примечательно, что хотя в ближнем ИК SSPD в виде

параллельных полосок уступает обычному SSPD по квантовой эффективности, на длине волны 3.5 мкм он имеет QE на порядок выше.

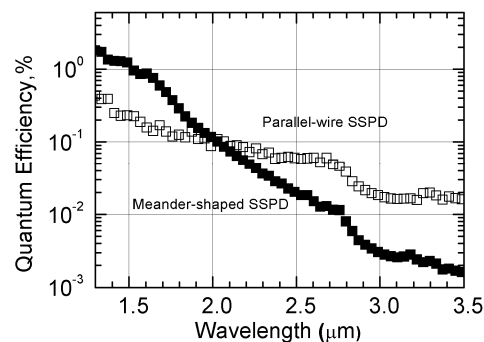


Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности от длины волны для SSPD в виде параллельных полосок шириной 54 нм (открытые значки) и для обычного SSPD с шириной полоски 104 нм (закрытые значки). На длине волны 3.5 мкм квантовая эффективность SSPD в виде параллельных полосок на порядок выше, чем у обычного SSPD

В заключение для увеличения квантовой эффективности SSPD в среднем ИК-диапазоне нам удалось разработать технологический маршрут, позволяющий изготавливать сверхпроводящие полоски шириной около 50 нм без ухудшения сверхпроводящих свойств (плотности критического тока и критической температуры). Для увеличения амплитуды отклика мы использовали параллельное соединение сверхпроводящих полосок. На одномодовом оптоволокне квантовая эффективность детектора составила 3.7% на длине волны 1.3 мкм при температуре 2 К. На длине волны 3.5 мкм новые детекторы показывают на порядок лучшую квантовую эффективность по сравнению с обычными SSPD. Кроме того, параллельное соединение полосок существенно уменьшает кинетическую индуктивность детектора, увеличивая его быстродействие.

Работа поддержана грантами Министерства образования и науки РФ № П2542, 02.740.11.0228, а также грантами Президента РФ МК-2221.2010.2 и НШ-3265.2010.2.

1. J. Zhang, et al., Appl. Phys. Lett., 95, (2009), 091103.
2. R. Hostein, et al., Appl. Phys. Lett., 94, (2009), 123101.
3. A. Lita, et al., Opt. express, 16 (5), (2008), 3032.
4. G. Gol'tsman, et al., Appl. Phys. Lett., 79, (2001), 705.
5. G. Goltsman, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond., 17, (2007), 246.
6. A. Korneev, et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13 (4), (2007), 944.
7. M. Ejrnaes, et al., Appl. Phys. Lett., 91, (2007), 262509.
8. A. Semenov, et al., Physica C, 352, 2001, 349.
9. A. Verevkin, et al., J. Mod. Opt., 51 (2004), 1447.
10. Andrew J. Kerman, et al. Appl. Phys. Lett., 88 111116 (2006).
11. www.scontel.ru.

«Нагрев» квазичастиц в коротких сверхпроводящих микромостиках, вызванный осцилляциями параметра порядка

Д.Ю. Водолазов¹, F.M. Peeters²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Departement Fysica, Universiteit Antwerpen (CGB), Groenenborgerlaan 171, B-2020 Antwerpen, Belgium.
e-mail: vodolazov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящей работе теоретически исследовано резистивное состояние коротких сверхпроводящих мостиков (с длиной L , меньше длины когерентности $\xi(T)$) при температуре близкой к критической температуре T_c . Данный предмет широко обсуждался и изучался в 70-х годах прошлого столетия (см., например, обзор Лихарева [1]) и в настоящее время испытывает новую волну интереса в связи с созданием мостиков нанометровых размеров. Существует ряд интересных явлений в таких мостиках, которые остаются до сих пор не до конца понятыми. Среди них можно отметить а) гистерезис вольт-амперных характеристик (ВАХ), появляющийся при относительно низких температурах, и б) так называемую полку («foot»-like structure – медленный рост напряжения при малых токах), экспериментально обнаруженную на ВАХ при малых напряжениях и при $T \sim T_c$ [1–4]. Гистерезис ВАХ обычно (в основном) объясняется джоулевым нагревом. Для того чтобы объяснить наличие полки на ВАХ, было предложено несколько теорий [5–7] (см. также книгу Тинкхама [8]), основанных на идее, что квазичастичная функция распределения $f(\epsilon)$ становится неравновесной из-за временных осцилляций амплитуды сверхпроводящего параметра порядка $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$ в сверхпроводящем мостике. Основанием для данного механизма неравновесности является зависимость энергии квазичастиц от $|\Delta|$. Когда время изменения $|\Delta|$ меньше, чем характерное время τ_{in} энергетической релаксации (за счет неупругих процессов), заполнение $f(\epsilon)$ состояний с энергией ϵ может отличаться от равновесного (см. детальное обсуждение в [8]).

Для того чтобы изучить резистивное состояние аналитически, в работах [5, 6] было предположено, что в динамическом (резистивном) состоянии зависимость $|\Delta|$ от разности фаз $\delta\phi$ между концами мостика имеет тот же вид, что и в статическом (сверхпроводящем) состоянии. Это предположение выполняется, когда $|\Delta|$ изменяется во времени так же быстро, как и $\delta\phi$. В нашей работе мы показали, что для реалистичных значений τ_{in} даже для коротких мостиков $L < \xi(T)$ неравновесная добавка в $f(\epsilon)$ сильно влияет на динамику $|\Delta|$ и приводит к большему времени релаксации для $|\Delta|$, чем для $\delta\phi$. Мы обнаружили, что это приводит к «нагреву» квазичастиц, а не к их «охлаждению», как было получено в работах [5, 6]. «Охлаждение» квазичастиц при больших напряжениях появляется, только если учесть перекрестные члены в кинетических уравнениях, которые «связывают»

нечетную по энергии (longitudinal) f_L и четную по энергии (transverse) f_T части $2f(\epsilon) = (1 - f_L(\epsilon) - f_T(\epsilon))$ из-за наличия конечного спектрального сверхтока (в работах [5, 6] эти члены были опущены). Это «охлаждение» не эффективно при малых напряжениях (так как перекрестные члены пропорциональны произведению $\mathbf{Q}\mathbf{E}$ [9], где \mathbf{Q} – сверхскорость, \mathbf{E} – электрическое поле) и «нагрев» квазичастиц вместе с большим временем изменения $|\Delta|$ обеспечивают гистерезис ВАХ при достаточно больших τ_{in} . Мы должны отметить, что «нагрев» квазичастиц вызван осцилляциями параметра порядка и не связан с джоулевым нагревом $\sim \mathbf{j}\mathbf{E}$ (где \mathbf{j} – плотность тока).

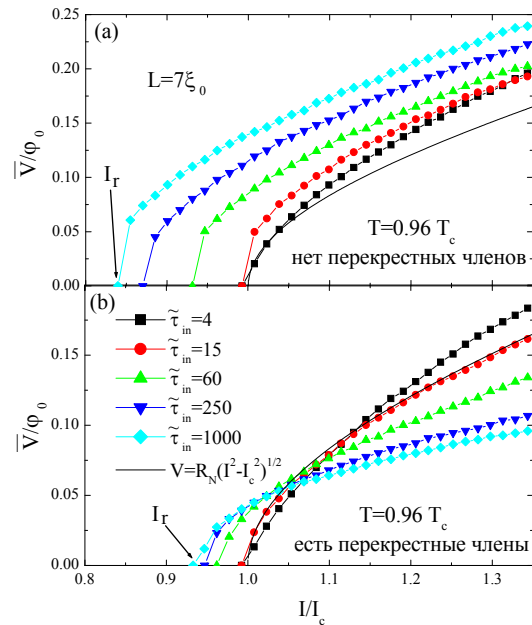


Рис. 1. Теоретические вольт-амперные характеристики (вычисленные в режиме уменьшения тока) короткого сверхпроводящего мостика длины $L=7\xi_0$ при $T=0.96T_c$ для различных значений неупругого времени энергетической релаксации при наличии (а) и отсутствии (б) перекрестных членов в кинетическом уравнении для $f(\epsilon)$. Сплошная черная кривая – ВАХ мостика в отсутствие неравновесных эффектов

Для количественного описания резистивного состояния мы использовали кинетические уравнения, полученные в работах [10–12] в рамках квазиклассического приближения для «грязных» сверхпроводников вблизи T_c . Те же самые уравнения использовались в работах [5, 6], но в упрощенном виде.

На рис. 1 представлены ВАХ короткого сверхпроводящего мостика длины $L=7\xi_0$ (ξ_0 – дли-

на когерентности в грязном пределе при $T=0$ при $T=0.96T_c$, вычисленные для различных значений τ_{in} в режиме уменьшающегося тока. Длина мостика и температура были выбраны близкими к параметрам эксперимента [4] и для олова $\tilde{\tau}_{in} \sim 200$ (время τ_{in} на рис. 1 нормировано на $t_0 = \hbar/\Delta_0$, где $\Delta_0 = 1.76 k_B T_c$). Во-первых, мы должны отметить сильное влияние перекрестных членов в кинетических уравнениях на вольт-амперные характеристики: напряжение увеличивается/уменьшается с увеличением τ_{in} при постоянном токе в случае отсутствия/наличия перекрестных членов. Во-вторых, в обоих случаях ВАХ имеют форму гипербола без полок («foot»-like structure) и являются гистерезисными при достаточно больших τ_{in} (переход в сверхпроводящее состояние происходит при токе I_r , который может быть меньше, чем критический ток I_c перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние).

На рис. 2 представлена зависимость от энергии неравновесной добавки к f_L , усредненной по времени и взятой в центре мостика (в центре проскальзывания фазы). Нетрудно увидеть сильное влияние перекрестных членов не только на величину, но и на знак δf_L .

Полученные результаты для ВАХ (см. рис. 1, a) и для δf_L (см. рис. 2, a) являются противоположными результатам работ [5, 6] где «охлаждение» квазичастиц (соответствующее положительному знаку $\delta f_L > 0$) и усиление сверхпроводимости (т.е. уменьшение напряжения при фиксированном токе при увеличении τ_{in}) было обнаружено. Главными отличиями наших вычислений от работ [5, 6] являются: 1) учет влияния неравновесной функции распределения квазичастиц на динамику $|\Delta|$; 2) зависимость нормальной и аномальной функций Грина не только от $|\Delta|$, но и от сверхскорости Q .

Учет перекрестных членов в кинетических уравнениях приводит к «охлаждению» квазичастиц (положительным $\delta f_L > 0$ – см. рис. 2, b) и уменьшению напряжения (при фиксированном токе) с ростом τ_{in} (см. рис. 1, b). Однако эти члены не были учтены в работах [5, 6]. К тому же их наличие не приводит к появлению полок как на экспериментальных [2–4] и предыдущих теоретических ВАХ [5, 6].

Таким образом, наши вычисления показывают, что ВАХ коротких сверхпроводящих мостиков имеют форму гипербола и являются гистерезисными для достаточно больших значений τ_{in} . Мы полагаем, что экспериментально обнаруженная полка на ВАХ коротких мостиков связана с геометрией изучаемых образцов – мостики были короткие и широкие (ширина больше длины в 2 раза). Вследствие такой геометрии распределение плотности тока по ширине мостика должно было быть неоднородным с максимумами около краев образца [13]. В работе [14] было показано, что неоднородное распределение плотности тока в сверхпроводниках может приводить к медленному движению вихрей при малых токах, линиям проскальзывания фазы при больших токах и ВАХ (см.

рис. 4 в [14]), качественно похожим на экспериментальные ВАХ [2–4]. Более того, резкий рост напряжения происходил при критическом напряжении V_c , которое обратно пропорционально τ_{in} [14], – такой же результат был обнаружен для оловянных мостиков [4]. Таким образом, полка на ВАХ должна появляться у коротких и широких мостиков и должна отсутствовать у коротких и узких мостиков, что может быть проверено в эксперименте.

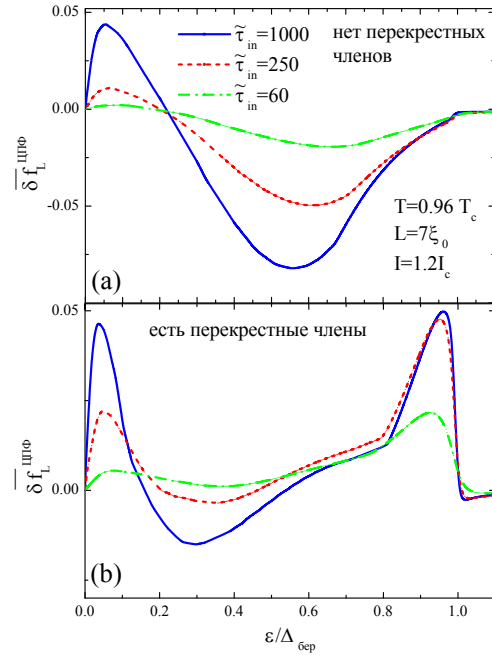


Рис. 2. Зависимость от энергии неравновесной добавки δf_L к $f_L(\epsilon)$ в центре короткого мостика (в центре проскальзывания фазы – ЦПФ) при отсутствии (a) и наличии (b) перекрестных членов в кинетических уравнениях. Энергия отнормирована на $\Delta_{0\text{бер}} = 1.74\Delta_0(1 - T/T_c)^{1/2}$

1. K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
2. G. Guthmann, J. Maurer, M. Belin, J. Bok, and A. Libchaber, Phys. Rev. B **11**, 1909 (1975).
3. V. N. Gubankov, V. P. Koshelets, and G. A. Ovsyanikov, Zh. Eks. Teor. Fiz. **73**, 1435 (1977).
4. M. Octavio, W. J. Skocpol, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **17**, 159 (1977).
5. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, Zh. Eks. Teor. Fiz. **70**, 1340 (1976) [Sov. Phys. JETP **43**, 698 (1976)].
6. A. Schmid, G. Schon and M. Tinkham, Phys. Rev. B **21**, 5076 (1980).
7. A. A. Golub, Zh. Eks. Teor. Fiz. **71**, 341 (1976) [Sov. Phys. JETP **44**, 178 (1976)].
8. M. Tinkham, Introduction to superconductivity, (McGraw-Hill, NY, 1996).
9. D. Yu. Vodolazov and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **81**, 184521 (2010).
10. A. Schmid and G. Schon, J. Low Temp. Phys. **20**, 207 (1975).
11. A.I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **73**, 299 (1977) [Sov. Phys. JETP **73**, 155 (1977)].
12. R.J. Watts-Tobin, Y. Krahenbuhl, and L. Kramer, J. Low Temp. Phys. **42**, 459 (1981).
13. L.G. Aslamazov and A. I. Larkin, Zh. Eks. Teor. Fiz. **68**, 766 (1975) [Sov. Phys. JETP **41**, 381 (1975)].
14. D. Yu. Vodolazov and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **76** 014521 (2007).

Сверхпроводниковые детекторы синхротронного излучения

А.Д. Семенов

Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, 12489 Berlin, Germany.
E-mail: alexei.semenov@dlr.de

Накопительные кольца синхротронных ускорителей электронов являются хорошо зарекомендовавшими себя источниками импульсного терагерцового излучения. Обнаруженное недавно когерентное синхротронное излучение в длинноволновой части терагерцовой области, которое возникает при определенном режиме работы синхротрона, является мощным инструментом для решения многих прикладных задач. Проходя области с магнитным полем в накопительном кольце, сгустки релятивистских электронов испускают пикосекундные импульсы когерентного излучения на длинах волн больших, чем длина сгустка. Широкая полоса частот (0.1–1.5 ТГц), в которой может быть реализовано когерентное излучение, в комбинации с уникальной по величине яркостью и высокой воспроизводимостью от импульса к импульсу, идеально подходят для фурье-спектроскопии. Расширение областей практического использования этого излучения, а также оптимизация настроек синхротрона для достижения кратковременной стабильности излучения требуют контроля в реальном времени излучения индивидуальных сгустков электронов. Сверхпроводящие болометры, обладая достаточной для этой задачи чувствительностью, не обладают быстрым действием, нужным для того, чтобы в реальном времени различить излучение отдельных сгустков, а быстрые фотодетекторы нечувствительны к излучению терагерцового диапазона волн. В настоящих тезисах рассмотрены несколько типов сверхпроводниковых детекторов, использующих для детектирования магнитные вихри, нормальные флуктуации или разогрев электронов излучением, которые пригодны для контроля в реальном времени интенсивности синхротронного излучения отдельных электронных сгустков. Также описана детекторная система с временным разрешением в субнаносекундном диапазоне и высокой чувствительностью к терагерцовому излучению, которая в настоящее время используется для контроля излучения на нескольких накопительных кольцах в Германии. Уникальная комбинация параметров такой системы позволяет не только контролировать излучение отдельных сгустков, но и исследовать взаимодействие между ними, устанавливающееся на радиочастотах через общий для всех сгустков импеданс накопительного кольца.

Одним из типов сверхпроводниковых детекторов, обеспечивающих пикосекундное временное разрешение в терагерцовой области частот, являются детекторы, использующие разогрев электронов в резистивном состоянии сверхпроводника [1]. Поскольку для реализации эффекта разогрева размер энергетической щели используемого

сверхпроводящего материала должен быть меньше энергии кванта излучения, для детектирования синхротронного излучения в этом режиме подходят только низкотемпературные сверхпроводники. С другой стороны, требуемое короткое время отклика диктует необходимость сильного электрон-фононного взаимодействия в используемом материале, которым обладают почти исключительно грязные сверхпроводники второго рода, и в первую очередь нитриды металлов пятой группы. Наиболее изученным из них является нитрид ниобия (NbN), и поэтому он был выбран для создания системы, специализированной для регистрации синхротронного излучения.

Использованный детектор является точной копией смесителя, разработанного для применения в терагерцовой астрономии [2]. Он представляет собой прямоугольный чувствительный элемент из пленки NbN толщиной 5 нм и размерами в плане $1,5 \times 0,3$ мкм, который встроен в планарную лого-периодическую антенну из толстой пленки золота. Подложка из кремния с высоким удельным сопротивлением, на которую напыляется пленка нитрида ниобия, приклеена к эллиптической линзе из того же материала. Расстояние от центра линзы до детектора было подобрано таким образом, чтобы обеспечить диаграмму направленности с частотно независимой перетяжкой радиусом около 4 мм. Линза монтируется в алюминиевом корпусе, который содержит плату с микрополосковой линией для вывода высокочастотного сигнала и развязкой по постоянному току для подачи тока смещения к детектору.

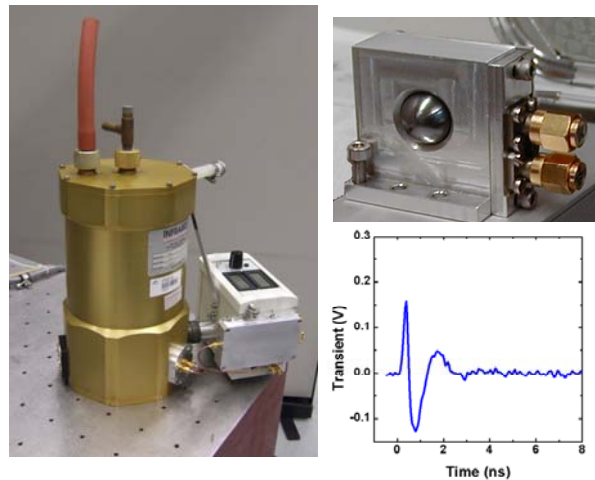


Рис. 1. Слева: криостат с электронным модулем, содержащим источник тока смещения детектора и микроволновые усилители [3]. Справа: сверху – корпус детектора, внизу – отклик на излучения одного сгустка электронов, регистрируемый на экране осциллографа

В отличие от смесительного варианта, для детекторных применений плата оптимизировалась таким образом, чтобы высокочастотная ее часть обеспечивала передачу сигнала в полосе частот от 0,01 до 10 ТГц. Корпус с линзой закреплялся в вакуумном отсеке наливного гелиевого криостата на дне гелиевой ванны. Фильтры, смонтированные на внешнем корпусе криостата и на азотном экране, обеспечивали чувствительность системы в полосе частот от 0,05 до 3 ТГц. Рабочая температура детектора лежит вблизи точки сверхпроводящего перехода и ограничивает максимальный ток смещения. Поэтому величины сигнала не превышают долей милливольт и для регистрации отклика современными осциллографами требуются предусилители с соответствующей полосой частот и малым собственным шумом.

Другой тип детектора, обеспечивающий требуемое временное разрешение, это детектор, использующий (как и диод Шоттки) нелинейность токовой характеристики. У детектора из нитрида ниобия, работающего в области сверхпроводящего перехода, такая нелинейность слабо выражена, а использование ступенчатой нелинейности около критического тока при пониженных температурах ограничено необходимостью стабилизировать рабочую температуру в интервале даже уже, чем ширина сверхпроводящего перехода. Кроме того, в таком режиме импульс излучения с достаточно большой энергией переводит детектор в резистивное состояние и отклик замедляется из-за теплового гистерезиса. Более подходящими оказываются детекторы из высокотемпературных сверхпроводников [4]. Нелинейность токовой характеристики у них связана с движением вихрей и достижением ими критической скорости [5], что, однако, не приводит к скачкообразному переходу детектора в нормальное состояние и связанному с этим гистерезису. Недостатком этого типа детекторов является заметно большая, чем у детекторов разогретого типа, минимальная энергия регистрируемого импульса. С другой стороны, существенно больший рабочий ток приводит к величинам сигналов в несколько десятков милливольт, которые могут быть зарегистрированы современными осциллографами без предварительного усиления. Это расширяет прикладные возможности детектора, поскольку в этом случае временное разрешение системы определяется осциллографом и может быть снижено до единиц пикосекунд. На рисунке 2 представлен сигнал сверхпроводящего детектора из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), зарегистрированный стробоскопическим осциллографом с верхней границей полосы регистрации 40 ТГц. Длительность импульса (около 50 пс) была в этом случае ограничена дисперсией в использованных передающих линиях. Детектор был изготовлен на сапфировой подложке из пленки толщиной 28 нм с верхним пассивирующим слоем и имел размеры чувствительного элемента $4,7 \times 3$ мкм [6]. Связь с излучением осуществлялась точно так же, как и для описанного выше разогретого детектора из нитрида ниобия. Поскольку температура

сверхпроводящего перехода YBCO-детектора была 88 К, он монтировался в том же криостате, заполняемом в этом случае жидким азотом, и имел рабочую температуру 80 К.

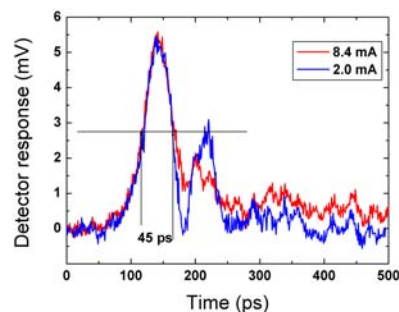


Рис. 2. Наблюдаемый на осциллографе отклик YBCO-детектора на излучение одного сгустка электронов в накопительном кольце при двух токах смещения [6]

Еще один детектор, потенциально пригодный для регистрации синхротронного излучения, использует изменение уровня собственных высокочастотных шумов при разогреве электронов [7]. Такому детектору должны быть присущи все достоинства и недостатки разогретого детектора, с тем отличием, что пониженный уровень шумов на высоких частотах может позволить регистрировать импульсы излучения с меньшей энергией.

1. *Semenov, A. D.* Hot-electron effect in superconductors and its application for radiation sensors / A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman and R. Sobolewski // *Superconductor science and technology*. 2002. V. 15. P. R1-16.
2. *Semenov, A.D.* Design and performance of the lattice-cooled hot-electron terahertz mixer / H.-W. Hübers, J. Schubert, G.N. Gol'tsman, A.I. Elantiev, B.M. Voronov, E.M. Gershenson // *Journal of Applied Physics*. 2000. V. 88. P. 6758-6767.
3. *Müller, A.-S.* Observation of coherent THz radiation from the ANKA and MLS storage rings with a hot-electron bolometer / A.-S. Müller, I. Birkel, E. Huttel, Y.-L. Mathis, N. Smale, H.-W. Hübers, A. Semenov, J. Feikes, M. v. Hartrott, G. Wüstefeld, R. Klein, R. Müller, G. Ulm, E. Bründermann, T. Bückle, M. Fitterer, S. Hillenbrand, N. Hiller, A. Hofmann, V. Judin, M. Klein, S. Marsching, K.G. Sonnad // *Proceedings of PAC09 TU5RFP027*. 2009, P. 1-3.
4. *Nebosis, R.S.* Picosecond YBaCuO detector for far-infrared radiation / R. Steinke, P.T. Lang, W. Schatz, M.A. Heusinger, K.F. Renk, G.N. Gol'tsman, B.S. Karasik, A.D. Semenov, and E.M. Gershenson // *Journal of Applied Physics*. 1992. V. 72. P. 5496-5498.
5. *Doettinger, S.G.* Electronic instability at high flux-flow velocities in high- T_C superconducting films / S.G. Doettinger, R.P. Huebener, R. Gerdemann, A. Kühle, S. Anders, T.G. Träuble, and J.C. Vilegier // *Physical Review Letters*. 1994. V. 73, P. 1691-1694.
6. *Probst, P.* $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ quasioptical detectors for fast time-domain analysis of THz synchrotron radiation / P. Probst, A. Scheuring, M. Hofherr, S. Wunsch, K. Ilin, M. Siegel, A. Semenov, A. Pohl, H.-W. Hübers, V. Judin, A.-S. Müller, A. Hoehl, R. Müller, G. Ulm // *Applied Physics Letter* (accepted for publication in 2011).
7. *Semenov, A.D.* Superconducting noise bolometer for terahertz radiation / A. Semenov, H. Richter, H.-W. Hübers, K. Il'in, M. Siegel // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. P. 173508.

Полупроводниковая сверхрешетка – твердотельный гетеродинный источник терагерцового диапазона

И.В. Пентин¹, А.В. Смирнов¹, С.А. Рябчун¹, Г.Н. Гольцман¹, В.Л. Вакс²,
С.И. Приползин², Д.Г. Павельев³

¹Московский педагогический государственный университет, Москва, ул. Малая Пироговская, 29.

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105.

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.
e-mail: elena@ipm.sci-nnov.ru

При проектировании высокочувствительных радиоастрономических инструментов высокого разрешения $\lambda/\Delta\lambda \geq 10^6$ (спектрометров, когерентных гетеродинных приемников) для терагерцового диапазона наибольшее предпочтение отдается твердотельным гетеродинным источникам излучения, в силу их компактности, возможности значительной перестройки рабочей частоты, малой массы и мощности потребления. Выходная мощность таких источников в терагерцовом диапазоне испытывает резкий спад с увеличением частоты излучения и не превосходит нескольких микроватт (вблизи 2 ТГц) [1, 2], что является достаточным для работы волноводных и квазиоптических сверхпроводниковых NbN НЕВ-смесителей данного диапазона, оптимальная поглощенная мощность которых составляет 100–200 нВт [3].

В данной работе мы представляем результаты исследования выходной мощности излучения охлаждаемой до гелиевой температуры (4.2 К) полупроводниковой сверхрешетки (ППСР), которая может быть использована в качестве гетеродинного источника для сверхпроводникового терагерцового смесителя на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках NbN (НЕВ-смесители).

Смесители были созданы в МПГУ на основе пленки NbN [4]. Пленка NbN осаждалась путем магнетронного распыления на постоянном токе Nb мишени на высокоомную кремниевую (Si) подложку толщиной 0.35–0.40 мкм в среде азота. Чувствительная область смесителей формировалась с помощью прямой электронно-лучевой фотолитографии и последующего плазмохимического травления пленки. Типичный размер чувствительной области составляет 0.1×1 мкм при толщине пленки 3–4 нм. Для согласования чувствительного элемента смесителей с излучением он интегрирован в широкополосную планарную логарифмическую спиральную антенну, работающую до 6 ТГц [5]. Сопротивление чувствительного элемента по постоянному току в рабочей точке, соответствующее его оптимальному согласованию с трактом промежуточной частоты, составляет 50 Ом. Типичные значения температуры сверхпроводящего перехода (T_c) смесителей составили порядка 9.5 К, а плотности критического тока (j_c) около $6.5 \cdot 10^6$ А/см².

Для улучшения согласования смесителя с падающим излучением нами была использована кремниевая эллиптическая линза, во второй фокус

которой помещался чувствительный элемент смесителя. Входная апертура эллиптической линзы составляет 9 мм.

Измерения проводились в оптическом гелиевом криостате заливного типа с эффективной температурой на холодной плате 4.2 К. Линза со смесителем устанавливалась в держатель, который, в свою очередь, был термически связан с холодной платой криостата. Сигнал со смесителя снимался с помощью полосковой линии и далее посредством коаксиально-копланарного перехода и полужесткого коаксиального кабеля выводился из криостата. Смещение по постоянному току, осуществляемое в режиме источника напряжения, подавалось на образец через широкополосный адаптер смещения.

ППСР, интегрированная в широкополосную рупорную антенну, специальным держателем жестко крепилась к холодной плате криостата в непосредственной близости от держателя со смесителем. Оптическое окно криостата, ППСР и сверхпроводниковый смеситель располагались на одной оптической оси. Расстояние от вершины линзы до рупорной антенны ППСР составляло около 15 мм, что обеспечивало согласование ее излучения с линзой смесителя и уменьшило потери, обусловленные необходимостью использовать дополнительную оптику.

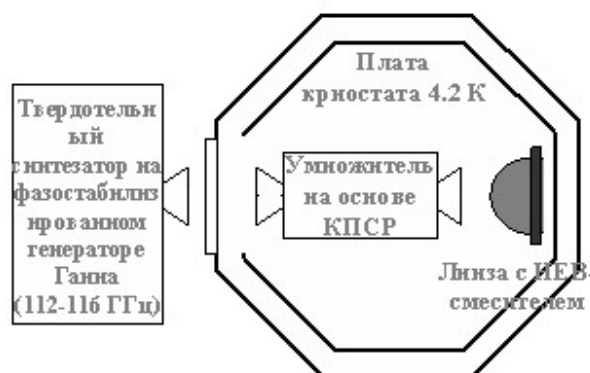


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Накачка сверхрешетки осуществлялась через оптическое окно криостата внешним опорным синтезатором, в качестве которого был выбран перестраиваемый фазостабилизированный генератор Ганна. Частота синтезатора перестраивалась в диапазоне 112–116 ГГц с точностью, не хуже ± 1 МГц. Излучение от генератора через ферритовый вентиль и рупорную антенну квазиоптически

заводилось внутрь криостата и направлялось во входной рупор сверхрешетки. Потери во входном окне криостата, выполненном из высокоплотного полиэтилена толщиной 2 мм, не превышают 0.5 дБ. Упрощенная блок-схема с размещением всех элементов установки изображена на рис. 1.

Источником терагерцового излучения для зачки смесителя являются гармоники ППСР, получаемые умножением частоты опорного генератора.

Семейство вольт-амперных характеристик смесителя под различным уровнем мощности излучения от ППСР и частотой опорного генератора, равной $f=114.250$ ГГц, представлены на рис. 2. Здесь кривая 1 проснята в отсутствие излучения от КПСР, кривая 4 – максимум мощности, приходящей от КПСР и поглощенной смесителем. Кривая 2 и кривая 3 – промежуточные значения мощности.

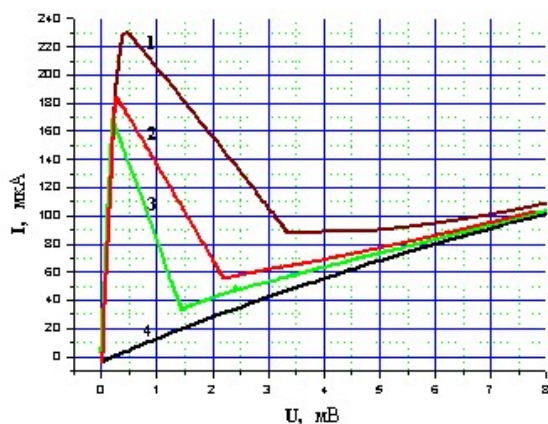


Рис. 2. Семейство вольт-амперных характеристик смесителя

Из данных вольт-амперных характеристик видно, что установка ППСР в непосредственной близости к линзе и ее охлаждение позволяют добиться существенного уровня мощности гармоник, а именно достаточной для ее работы в качестве гетеродина супергетеродинного приемника ТГц-диапазона на основе NbN НЕВ-смесителей.

1. Virginia Diodes Inc., Charlottesville, VA 22902 USA (<http://www.virginiadiodes.com>).

2. Hesler J. Development and Characterization of an Easy-to-Use THz Source / Porterfield D., Bishop W., Crowe T., Baryshev A., Hesper R., Baselmans J. // Proc. 16th Intl. Symposium on Space Terahertz Technology, May, 2005, Goteborg, Sweden.

3. Рябчун С.А. Малошумящий широкополосный терагерцовый смеситель на эффекте электронного разогрева в пленке NbN / Рябчун С.А., Третьяков И.В., Пентин И.В., Каурова Н.С., Селезнев В.А., Воронов Б.М., Финкель М.И., Масленников С.Н., Гольцман Г.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. LII, № 8. С. 641-648.

4. Tretyakov I. Ultrawide noise bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers with in situ gold contacts / Tretyakov I., Ryabchun S., Finkel M., Maslennikov S., Maslennikova A., Kaurova N., Lobastova A., Voronov B., Gol'tsman G. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2010 (accepted for publication).

5. Semenov A.D. / Terahertz performance of integrated lens antennas with a hot-electron bolometer / Semenov A.D., Richter H., Hübers H.-W., Günther B., Smirnov A., П'ин К., Siegel M. and Karamarkovic J.P. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 2007. V. 55, № 2. P. 239-247.

Трансформация состава и структуры свободновисящих Mo/ZrSi₂-пленок в условиях высокотемпературного отжига в вакууме и водородной атмосфере

М.Н. Дроздов¹, Ю.Н. Дроздов¹, Е.Б. Ключенков¹, А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹,
Н.Н. Салашенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Л.А. Шмаенок²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² PhysTech, Vaals, Netherlands.

e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Разработка фильтров, предназначенных для использования в установках ЭУФ-литографии, предполагает изучение влияния высоких температур и водородной среды на деградацию их свойств. Высокая температура обусловлена большой мощностью падающего на фильтр излучения, а атомарный водород применяют для очистки поверхности оптических элементов от загрязнений.

Ранее мы рассмотрели влияние высоких температур на характеристики тонкопленочных многослойных фильтров на основе Mo, Zr, Si и силицидов циркония и молибдена [1]. Наиболее высокую термостабильность продемонстрировала структура Mo/ZrSi₂ с защитным покрытием из MoSi₂. Было установлено, что исчезновение исходной модуляции элементов многослойной структуры и существенное увеличение концентрации примесей (в частности, кислорода, ответственного за снижение прозрачности фильтра на рабочей длине волны $\lambda = 13.5$ нм), происходит при более высоких температурах (> 900 °C), чем для образцов из других пар материалов [2]. В настоящей работе сообщается о наблюдении более сложного характера эволюции элементного состава пленок при температуре отжига, превышающей 1000 °C.

Свободновисящая многослойная структура Mo/ZrSi₂ с защитным покрытием из MoSi₂ общей толщиной 53 нм изготовлена методом магнетронного напыления с последующим отделением пленки от подложки [1, 2]. Для испытаний стойкости к тепловым нагрузкам тонкая пленка монтируется на рамку 20 × 20 мм с отверстием диаметром 14 мм в центре. Образец на рамке помещается в вакуумную камеру с остаточным давлением $\sim 10^{-7}$ Торр, где центральная часть пленки с характерным размером 5 мм облучается непрерывным CO₂-лазером с заданной плотностью падающей мощности. Чтобы определить уровень мощности излучения, поглощенной на единицу площади, и температуру в зоне засветки, используются предварительно измеренные для исследуемых структур значения коэффициента отражения при $\lambda = 10.6$ мкм и излучательной способности. Также в процессе отжига осуществляется контроль температуры пленки с помощью ИК-пирометра Metis MB35, регистрирующего поток излучения в диапазоне $\lambda = 2\text{--}5$ мкм с площадки диаметром 1.6 мм.

Профиль элементного состава образца исследовался методом ВИМС на установке TOF.SIMS-5.

Распыление проводилось ионами Cs с энергией 1 кэВ в растре 250 × 250 мкм, зондирование осуществлялось ионами Bi. Благодаря высокой локальности анализа на образце было проведено более 10 измерений в различных областях зоны отжига, имеющих разную температуру (до 1050 °C в максимуме) из-за неоднородности лазерного отжига. Это позволило на одном образце воспроизвести достаточно полную картину эволюции элементного состава при повышении температуры. Измерения проводились в двух модах анализа – регистрации как отрицательных, так и положительных вторичных ионов. В отрицательной моде анализа, стандартной при распылении Cs, регистрировались элементы O, Si и кластерный ион ZrSi – рис. 1.

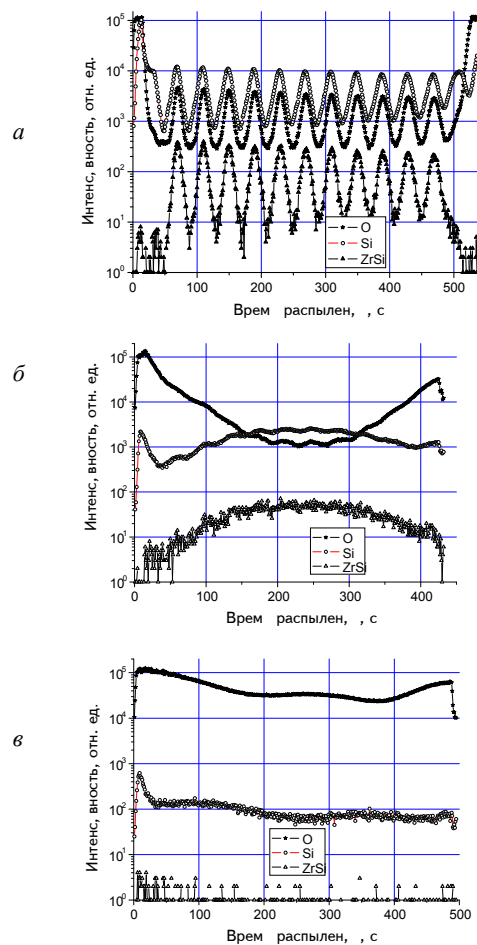


Рис. 1. Распределение элементов в пленке: начальное (а) и после вакуумного нагрева в течение 220 минут при температуре $t = 880$ °C (б) и $t = 1050$ °C (в)

Наиболее неожиданным результатом оказалось обеднение пленок атомами кремния. Первоначально в распределении Si возникает явно выраженный градиент концентрации, направленный от поверхностей к центру пленки – рис. 1, б. В зоне с максимальным нагревом интегральная концентрация Si в пленке снизилась примерно в 30 раз, здесь отмеченный градиент концентрации Si уже отсутствует – рис. 2, в. В зоне с максимальным нагревом также значительно возросла концентрация кислорода, его распределение носит неоднородный характер с максимальным значением вблизи границ. В этих областях концентрация кислорода оказывается сопоставимой с концентрацией элементов матрицы – Mo и Zr.

В положительной моде анализа регистрировались ионы CsMo и CsZr – рис. 2. Такие комбинации позволяют минимизировать матричные эффекты при анализе металлических структур. Кроме того, в этой моде анализа регистрировался также кластерный ион ZrO.

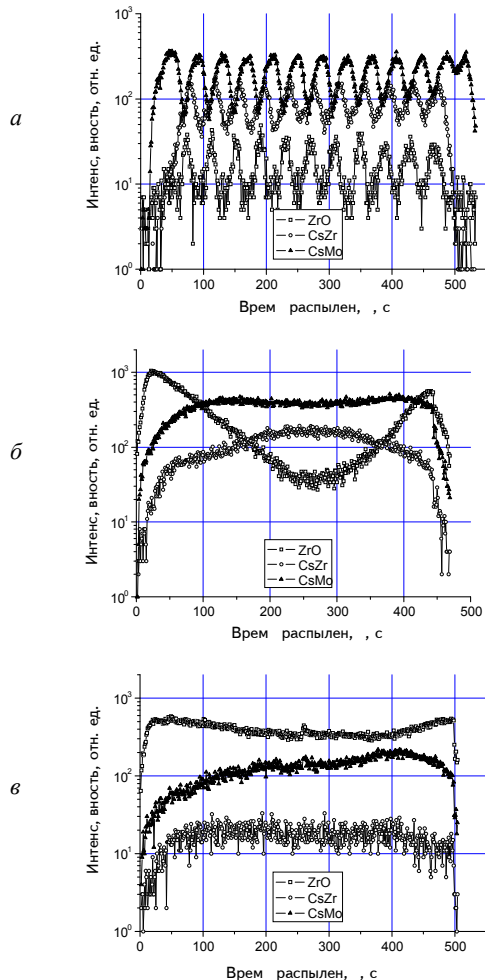


Рис. 2. Данные послойного ВИМС-анализа (в положительной моде) образца исходного (а) и после отжига в течение 220 минут при $t = 900\text{ }^{\circ}\text{C}$ (б) и $1050\text{ }^{\circ}\text{C}$ (в)

Рис. 2 показывает, что интегральная концентрация Mo и Zr в зоне нагрева осталась практически неизменной, при этом атомы Zr из внутренних слоев пленки диффундируют во внешние слои, первоначально состоящие из Mo и Si. На рис. 1, б наблюдается практически полное исчезновение

кластерных ионов ZrSi, их интенсивность снизилась более чем в 100 раз. Концентрация кластерных ионов ZrO, напротив, значительно возросла – рис. 2, в. На наш взгляд, эти результаты явно свидетельствуют о трансформации химического состояния элементов – исчезновении исходной фазы ZrSi₂ и образовании как отдельных атомов Zr, так и связанных Zr–O с участием захваченных атомов O. Несмотря на столь существенное изменение состава пленка сохранила свою механическую целостность.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что снижение концентрации кремния вызвано его селективной сублимацией с поверхностей свободновисящей структуры. Сублимации предшествуют процессы образования свободного кремния (в результате реакции окисления силицида циркония с появлением окисла циркония) и диффузии Si к поверхностям пленки. Оценка скорости и энергии сублимации кремния дает значения 10^{-4} nm/s ($t = 980\text{ }^{\circ}\text{C}$) и 4.2 эВ соответственно. Найденное значение энергии сублимации попадает в интервал данных (4.1–4.5 эВ) ряда работ, в которых измерялся этот параметр.

С точки зрения применения фильтров в установках ЭУФ-литографии интересен вопрос о совместном влиянии на свойства фильтра высоких температур и водородной среды. Мы провели предварительное тестирование Mo/ZrSi₂-пленок в водородной среде при температуре $750\text{ }^{\circ}\text{C}$. Длительность нагрева образца составляла 50 мин, давление водорода – около 1 атм. Установлено, что концентрация водорода в отожженной структуре практически не изменилась. При вакуумном отжиге наблюдается уменьшение концентрации водорода. Таким образом, результаты тестирования позволяют рассчитывать на то, что водородная среда не повлияет на термостойкость фильтра.

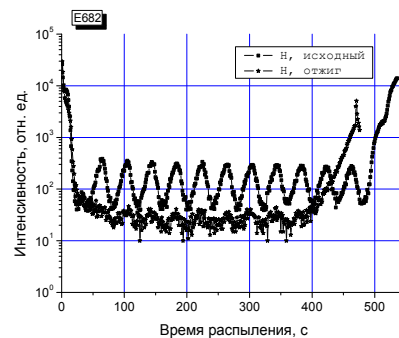


Рис. 3. Распределение водорода в структуре: начальное (квадратики) и после отжига в течение 220 минут при $t = 880\text{ }^{\circ}\text{C}$ (звездочки)

Работа поддержана РФФИ: гранты 09-02-00389, 09-02-01473, 10-02-01073.

1. Chkhalo, N.I. Influence of annealing on the structural and optical properties of thin multilayer EUV filters containing Zr, Mo and silicides of these metals / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, M.N. Drozdov et al. // Proc. SPIE. 2010. V. 7521. 752105.

2. Дроздов, М.Н. Термически стойкие многослойные фильтры на основе молибдена для экстремального УФ-диапазона / М.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75, вып.1. С. 77–79.

Сверхвысокочастотные многослойные решетки с блеском на Si для КУФ и МР: последние достижения

Л.И. Горай^{1,2}, D.L. Voronov^{3,4}, Е.Н. Anderson⁴, R. Cambie⁴,
S. Cabrini⁴, S. Dhuey⁴, Е.М. Gullikson⁴, F. Salmassi⁴,
T. Warwick⁴, V.V. Yashchuk⁴, Н.А. Padmore⁴

¹Санкт-Петербургский академический университет, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

²Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург, 190103.

³Kharkiv Polytechnical Institute, Frunse, 21, Kharkov, 61002, Ukraine.

⁴Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, 94720, US.

e-mail: lig@skylink.spb.ru

Высокочастотные многослойные решетки с блеском являются лучшим выбором для использования в высокоразрешающей КУФ- и МР-спектроскопии. Численный анализ, выполненный с помощью строгой электромагнитной теории, показывает, что они могут быть оптимизированы для достижения высочайшего разрешения и дисперсии в заданном порядке спектра как при нормальном, так и при скользящем падении без значительных потерь дифракционной эффективности (ДЭ) по сравнению с коэффициентом отражения зеркала с совершенными интерфейсами границ. Например, рекордная экспериментальная и теоретическая абсолютная ДЭ ~38% достигнута на длине волны $\lambda = 13.6$ нм в $m = -3$ порядке Mo/Si-решетки с периодом $d = 200$ нм, полученной с помощью сканирующей интерференционной литографии и селективного травления в КОН вырезанных под углом $\varphi = 6^\circ$ кристаллических пластин Si [1]. Изготовление решеток с $d = 100$ нм для коротковолнового диапазона выглядит многообещающим, однако для реализации имеющегося конструктивного потенциала технологический процесс изготовления должен обеспечивать получение профиля решетки, близкого к идеальному треугольному, и покрытие десятками или сотнями слоев атомной толщины с субатомно-гладкими границами. Большое влияние на уменьшение ДЭ оказывает эффект сглаживания профиля при напылении многослойного покрытия, критически важный для решеток с $d < 200$ нм (рис. 1). Продвижение в более короткие периоды невозможно без определения влияния на ДЭ параметров границ и слоев с помощью точной численной модели. Здесь представлены последние достижения, связанные с определением эффективности решетки для КУФ с $d = 100$ нм, $\varphi = 6^\circ$ и 20 парами Al/Zr на Si, а также ее изготовлением и измерением. Данная высокочастотная решетка изготовлена электронно-лучевой литографией.

Профиль границ решетки до и после напыления характеризовался с помощью АСМ (рис. 1), а изменение профиля во внутренних слоях – с помощью ПЭМ. Полученные метрологические данные использовались при моделировании ДЭ с помощью коммерческих программ PCGrate-SX v.6.1 и v.6.4, основанных на модифицированном методе граничных интегральных уравнений (МИМ) [3]. Главным в сложной модели, закладываемой в программу расчета ДЭ, является определение адек-

ватных профилей границ многослойной сверхвысокочастотной решетки. Другим фактором, определяющим точность модели, является выбор подходящих показателей преломления материалов слоев. Хорошее совпадение измеренных и расчетных коэффициентов отражения соответствующего многослойного зеркала говорит о возможности использования источника показателей преломления [3] для $\lambda = 17\text{--}22$ нм. Сравнением установлено, что закладываемые при магнетронном напылении многослойного Al/Zr-покрытия параметры $\Gamma = 0.4$ и $D = 10.45$ нм примерно соответствует полученным значениям, а шероховатость и/или размытость интерфейсов характеризуется $\text{rms} \approx 1.1$ нм. Кроме того, данные сравнения свидетельствуют о ~90% ТЕ-поляризации падающего излучения (интенсивности).

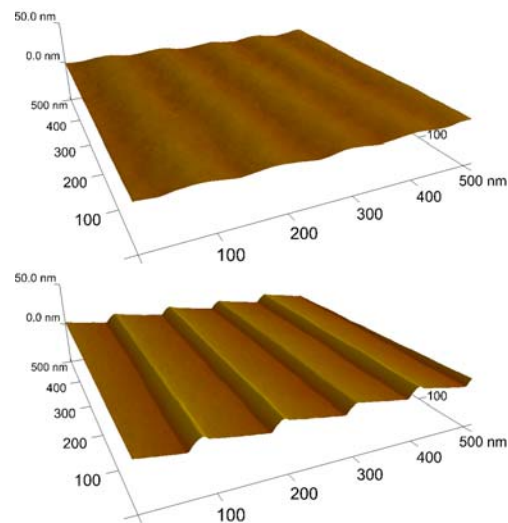


Рис. 1. АСМ-изображения решетки с периодом 100 нм и начальным углом блеска 6° : до (внизу) и после (вверху) нанесения Al/Zr-покрытия

Вначале мы исследовали максимальную теоретическую ДЭ подобных решеток, работающих в резонансной области (при относительно больших отношениях λ и глубины границы h к d), и при каких условиях ее относительная величина может достигать 100%, подобно решеткам скалярной области. Эффективность многослойных дифракционных решеток КУФ-диапазона, особенно высокочастотных, в значительной степени определяют многоволновое рассеяние, брэгговская дифракция, деформация волн, рефракция и погло-

шение. Учет этих динамических эффектов требует применения строгой электромагнитной теории, которая позволяет точно вычислить абсолютную ДЭ порядков в зависимости от параметров излучения, решетки и многослойного покрытия. Исследовано влияние на эффективность параметров многослойной решетки с треугольным профилем границ и рабочим углом ϕ . Изучена зависимость ДЭ от нерабочего угла χ ($\chi \approx 64^\circ$, $\chi = 90^\circ - \phi$, $\chi \approx 90^\circ$ и др.) и горизонтального сдвига границ друг относительно друга. Рассмотрены две модели решетки: 1) получаемая вертикальной трансляцией границы (конформальные слои) и 2) – вертикальным и горизонтальным смещением границы (неконформальные слои), дающим одинаковую толщину слоя на рабочей и нерабочей гранях. Реальная геометрия границ напыляемой высокочастотной решетки есть нечто промежуточное между выбранными моделями (рис. 2). Для всех исследуемых идеальных границ модель 1 дает относительную ДЭ от $\sim 90\%$ до 100% при стремлении χ к 90° . Модель 2 дает схожие ДЭ, но смещает их максимумы в коротковолновую область, аналогично изменению периода покрытия D или угла падения α .

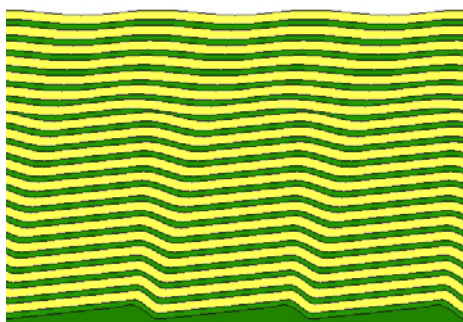


Рис. 2. Геометрическая модель границ решетки (рис. 1)

Задача описания профилей границ является неоднозначной, так как они меняются снизу вверх от почти идеального треугольника к почти идеальному синусоидальному типу и смещаются в горизонтальном направлении. Возможны различные подходы, например: а) оцифровка ПЭМ-изображения и создание набора полигональных профилей; б) использование для описания кусочно-непрерывных функций, задаваемых, например, аналитически; в) моделирование роста пленок, в том числе из первых принципов. Помимо технических трудностей, «а» имеет, к сожалению, известные принципиальные ограничения для получения количественной информации, «в» является сложным и ресурсоемким. Поэтому нами был выбран подход «б» с использованием в качестве аналитических функций отрезков синусоид различной частоты и глубины и линейных полиномов. Данный набор позволяет плавно переходить от решеток с блеском и нерабочей гранью в виде синусоидального склона к синусоидальным границам (рис. 2). Следующим этапом построения геометрической модели многослойной решетки является задание смещения границ, эквивалентного результатам напыления [1]. Выбор данного параметра непосредственно связан с заданной моде-

лю профилей границ. Были использованы величины смещения в 1.5 нм для Al-слоя и 1 нм для Zr-слоя, что визуально соответствует наблюдаемому сдвигу и трансформации границ на ПЭМ-изображении.

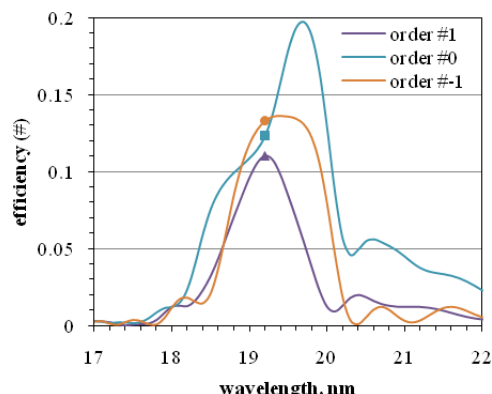


Рис. 3. Эффективность решетки (рис. 1) для угла падения 11° : линии – модель, точки – эксперимент

Разработанная модель ДЭ и приближенный учет влияния случайной шероховатости границ дают совпадение абсолютной ДЭ $E(m)$ в основных порядках с экспериментом, проведенном на ALS, для выбранной точки сравнения ($\lambda = 19.2$ нм и $\alpha = 11^\circ$) в пределах графической точности (рис. 3). Учет случайной шероховатости строгим методом может быть произведен на основе подхода [4]. Совпадение для других λ и α также оказалось хорошим, что говорит о правильности сконструированной геометрической модели многослойной решетки. Следует отметить сильную поляризационную зависимость ДЭ подобных решеток. Например, для $\lambda = 17.3$ нм и $\alpha = 36^\circ$ отличие между ТЕ и ТМ ДЭ составляет более 2 раз для основного порядка дифракции и 10–100 раз – для неосновных порядков, что типично для резонансной дифракции. Корректное сопоставление во всем рабочем диапазоне длин волн и углов падения можно провести путем усложнения модели границ, а также уточнения поляризации излучения.

Для обсуждаемых расчетов наблюдается хорошая сходимость результатов и требуется 100–400 точек коллокации на границу для моделирования ДЭ решетки с кусочными границами или границами в виде треугольников с погрешностью не хуже 0.01%, оцененной из энергетического баланса. Время счета одной точки составляет несколько секунд на рабочей станции начального уровня.

Acknowledgments. The Advanced Light Source is supported by the Director, Office of Science, Office of Basic Energy Sciences, Material Science Division, of the U.S. Department of Energy under Contract No. DE-AC02-05CH11231 at Lawrence Berkeley National Laboratory.

1. D. L. Voronov, M. Ahn, E. H. Anderson, R. Cambie, C.-H. Chang, L. I. Goray, E. M. Gullikson, R. K. Heilmann, F. Salmassi, M. L. Schattenburg, et al., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **7802**, 780207 (2010).
2. L. I. Goray, Waves Random Media **20**, 569 (2010).
3. X-ray interactions with matter, http://henke.lbl.gov/optical_constants/ (2011).
4. L. I. Goray, J. Appl. Phys. **108**, 033516 (2010).

Терагерцовая электролюминесценция поверхностных плазмон-поляритонов в наноструктурированных слоях вырожденных полупроводников

Т.В. Шубина¹, Н.А. Гиппиус^{2,3}, А.В. Андрианов¹, В.А. Шалыгин⁴, В.Н. Жмерик¹,
А.О. Захарьин¹, А.Н. Софронов⁴, Д.И. Курицын⁵, Л.В. Гавриленко⁵, З.Ф. Красильник⁵,
П.С. Копьев¹, С.В. Иванов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург.

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991.

³ LASMEA-UMR 6602 CNRS-UBP, 63177 Cedex, France.

⁴ СПбГПУ, Политехническая 29, 195251, С.-Петербург.

⁵ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород.
e-mail: shubina@beam.ioffe.ru

Эффекты, сопутствующие возникновению плазмонных мод в полупроводниковых структурах, активно исследуются в течение полувека, в том числе и для применения в области генерации терагерцового (ТГц) излучения [1–5]. Характерные частоты поверхностных плазмонов в сильнолегированных полупроводниках оказываются в ТГц-диапазоне, т.е. существенно ниже края поглощения. В этом немаловажное отличие полупроводников от металлов, в которых плазмонные резонансы, находящиеся в оптическом диапазоне, зачастую попадают в область сильного межзонного поглощения. Потери на распространение плазмонов на интерфейсе между полупроводником и воздухом существенно снижены, что обеспечивает возможность поддержания устойчивых плазмон-поляритонных мод в слоях, имеющих малую толщину d [6].

В данной работе было проведено исследование ТГц-излучения из слоев вырожденных полупроводников, связанного с поверхностными плазмон-поляритонами. Заполнение плазмонных состояний происходило термически [2] при электрической накачке. Основным циклом исследований был проведен с использованием наноструктурированных слоев InN, содержащих топографические дефекты, такие как межзеренные границы, поры и наночастицы металлического In. В расположении дефектов существовала определенная периодичность, определяемая колончатой структурой слоев. Для InN, также как и для ряда других In-содержащих полупроводников (InAs, InSb), характерно наличие приповерхностного слоя, аккумулирующего электроны с концентрацией порядка 10^{19} см^{-3} [7]. Толщина слоя ($<10 \text{ нм}$) достаточно мала для поддержания плазмонных мод. Поверхностные плазмоны не могут излучать непосредственно, поскольку их волновой вектор k всегда больше волнового вектора света. Вывод излучения предполагает изменение k , которое в данной системе осуществлялось посредством случайной решетки, формируемой топографическими дефектами.

С целью определения особенностей, присутствующих предлагаемому плазмонному механизму, исследовались спектральные и мощностные характеристики излучения, экспериментально регистрируемого в диапазоне 1–10 ТГц. Методика измерения спектров ТГц-излучения описана в [8]. За-

висимости интегральной интенсивности излучения от электрической мощности измерялись Ge:Ga-фотодетектором. Разогрев электронного газа осуществлялся импульсами длительностью 2–10 мкс (или их сериями) с частотой повторения 40–72 Гц.

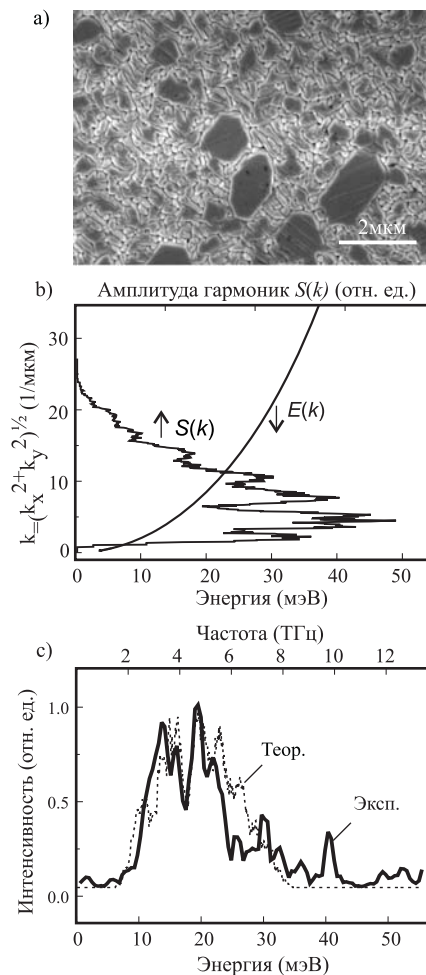
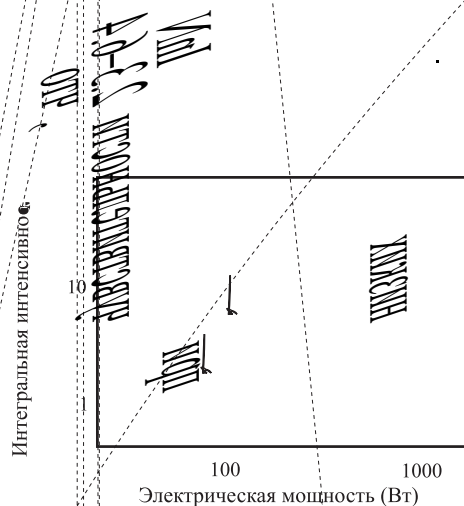


Рис. 1. Пример моделирования спектров ТГц-излучения: *a* – изображение поверхности наноструктурированного слоя InN, полученное сканирующей электронной микроскопией; *b* – структурный фактор случайной решетки $S(k)$, найденный преобразованием Фурье изображения поверхности слоя, и график дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов $E(k)$, рассчитанный для $d=7 \text{ нм}$; *c* – сопоставление расчетного и экспериментального спектров излучения

Сопоставление с данными по кинетике инфракрасной фотолуминесценции (ФЛ) [9] позволило исключить неоднородные электромагнитные поля, связанные с локализованными плазмонами в In наночастицах как причину ТГц-излучения в InN. (Характерные времена затухания ФЛ составляли 20–40 пс.) Изрезанные спектры электролюминесценции [8, 10] существенно отличались от спектров широкополосного бесструктурного ТГц-излучения, возникающего за счет демберовских фотоэффектов при возбуждении фемтосекунтными световыми импульсами [11]. В спектрах зачастую присутствовали пики излучения, связанные с рассеянием более высокого порядка [7]. Моделирование сложной формы спектров (рис. 1) оказалось возможным при учете дисперсии поверхностных плазмонов и структурного фактора нерегулярной решетки $S(k)$, который был определен посредством преобразования Фурье изображений поверхности, полученных с помощью сканирующей электронной микроскопии [9].



Влияние поперечного электрического поля на экситонную и трионную фотOLUMИНЕСЦЕНЦИЮ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, Л.В. Гавриленко¹, Д.М. Гапонова¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹,
Д.И. Курицын¹, С.М. Сергеев¹, В.Г. Лысенко², Claus V. Sørensen³

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород.

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов, 142432 Черноголовка.

³ Mikroelektronik Centret, Danmarks Tekniske Universitet, DK-2800 Lyngby, Denmark.

e-mail: dmg@ipmras.ru

Оптические свойства полупроводниковых гетероструктур (ГС), содержащих квантовые ямы (КЯ), во многом определяются свойствами экситонных состояний, исследования которых посвящено в последнее время большое число как теоретических [1, 2], так и экспериментальных работ [3-5]. Значительное влияние на излучательные свойства экситонов оказывает изменение концентрации свободных носителей заряда в КЯ. В настоящей работе исследовалась временная зависимость фотOLUMИНЕСЦЕНЦИИ (ФЛ) ГС GaAs/AlGaAs с КЯ от мощности оптического возбуждения, электрического поля и температуры.

Одним из следствий высокой концентрации носителей в нелегированных КЯ является образование отрицательно и положительно заряженных экситонов – трионов [6, 7]. В большинстве работ возникновение трионов исследовалось при концентрации носителей $< 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В нашей работе концентрация носителей в КЯ менялась от 10^{15} см^{-3} до 10^{18} см^{-3} . При малых концентрациях носителей в спектре ФЛ наблюдался классический пик свободного триона, тогда как при высокой концентрации носителей форма пика отличалась от трионной, и в настоящий момент природа этой люминесценции остается предметом дискуссии.

Исследованная GaAs/AlGaAs *n-i-n*-гетероструктура содержала пять двойных туннельно-связанных квантовых ям (ДКЯ) GaAs/AlAs/GaAs, находящихся в *i*-области и разделенных туннельно-непрозрачными барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ шириной 30 нм. Кроме того, вблизи сильно легированных слоев GaAs (легированных Si до концентрации $(1\div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) располагались нелегированные КЯ GaAs шириной 300 Å и 350 Å. Ширины ДКЯ и толщина AlAs барьеров между ними изменялась от пары к паре, что позволило связать спектры излучения с координатами ДКЯ по глубине образца. Как показали модельные расчеты, в *n-i-n*-гетероструктуре присутствует встроенный электрический потенциал, сложным образом зависящий от поперечной координаты и имеющий экстремум в области ДКЯ.

Приложение внешнего напряжения в пределах от -3.5 до $+3.5$ В меняло локальное электрическое поле в окрестности каждой пары ДКЯ и одиночных КЯ и соответственно изменяло концентрацию носителей в ямах. Измерения спектров и кинетики ФЛ проводились при возбуждении Ti-сапфировым лазером $\lambda = 730\div 740$ нм, длительностью импульса

~ 70 фс и частотой повторения 80 МГц. Интенсивность оптического возбуждения изменялась в пределах $5\div 50 \text{ Вт/см}^2$ при диаметре светового пятна ~ 40 мкм. Измерения проводились в диапазоне температур от 4 до 50 К.

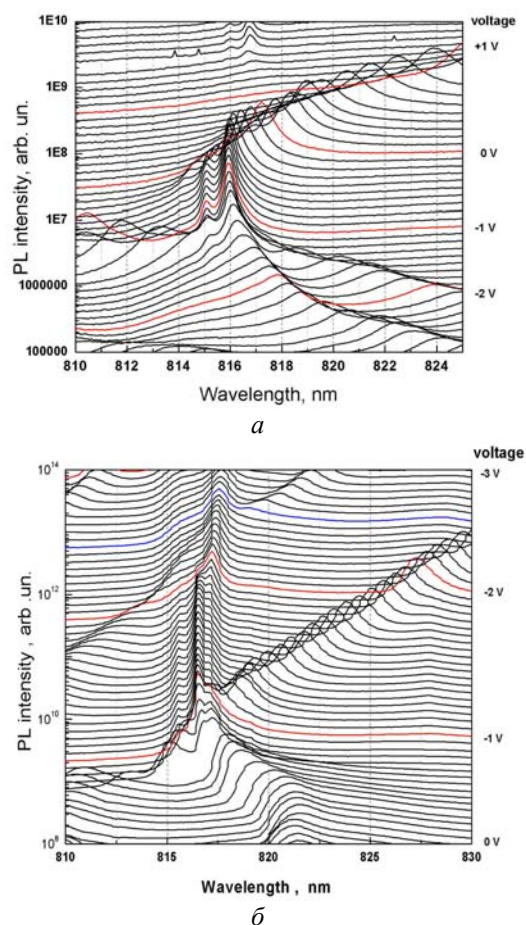
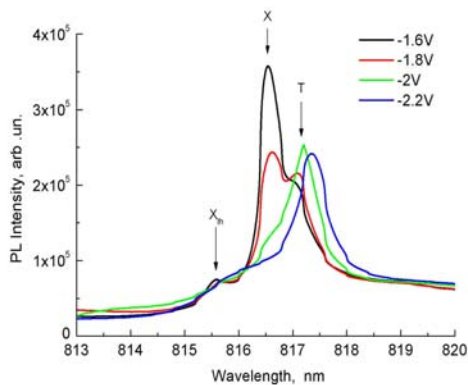


Рис. 1. а) Серия спектров КЯ 300 Å при напряжении от -2.8 В до $+1.7$ В. Длина волны возбуждения 735 нм, $T=4$ К. б) Серия спектров КЯ 300 Å при напряжении от -3 В до 0 В. Длина волны возбуждения 740 нм, $T=8$ К

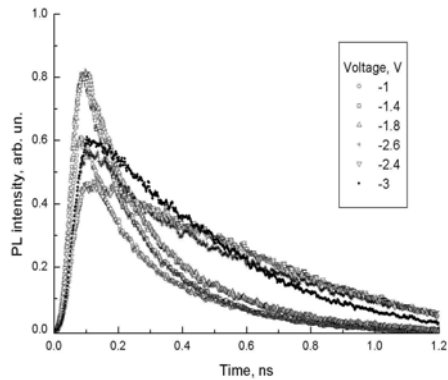
На рис. 1, а приведена серия спектров ФЛ, наблюдавшихся при $T=8$ К при изменении электрического поля от -2.8 В до $+1.7$ В. Пик в области 816 нм при напряжении $(-1\div 0)$ В соответствует экситонному переходу в одиночной КЯ шириной 300 Å. Линия ФЛ для 350 Å КЯ сдвинута за пределы исследованного диапазона из-за большего локального встроенного электрического

поля. Положение линии экситонного перехода одиночной КЯ зависит от электрического поля квадратично, как это видно из рис. 1, а, и представляет собой хорошо известный эффект Штарка [8].

Для некоторых значений электрического поля наблюдались нестабильности в спектрах ФЛ. На рис. 1 это можно видеть как перескоки линий ФЛ при близких значениях напряжения. Соответствующая им величина поля зависела от интенсивности и длины волны возбуждения, а также от температуры измерений. В ВАХ при тех же значениях напряжения наблюдались скачки тока, связанные, по-видимому, с возникновением доменов сильного поля.



а



б

Рис. 2. а) Пики фотолуминесценции экситонов с легкой дыркой (X_{lh}) и с тяжелой дыркой (X) и триона (T) из КЯ шириной 300 Å при различных приложенных напряжениях. б) Кинетики ФЛ в области 817–820 нм в зависимости от приложенного электрического напряжения

На рис. 1, б в диапазоне напряжений от –1 до –1.8 В при $T=4$ К в области спектра 815–817 нм

хорошо различимы три пика. Наиболее коротковолновый пик (X_{lh}) обусловлен экситоном с участием легкой дырки, средний (X) – к излучению экситона с тяжелой дыркой, а самый длинноволновый (T) – к излучению отрицательно заряженного экситона (триона). Эволюция положения и формы данного пика приведена отдельно на рис. 2, а. При увеличении модуля приложенного напряжения концентрация электронов в КЯ возрастает, амплитуда трионного пика увеличивается, а экситонного – падает. На рис. 2, б приведена временная зависимость интенсивности ФЛ при переходе от преимущественно экситонного механизма излучения к трионному. Увеличение электрического напряжения от –1 В до 2.2 В приводит к увеличению времени излучательной рекомбинации экситонов из-за пространственного разделения зарядов внутри КЯ и уменьшения перекрытия соответствующих волновых функций. Дальнейшее увеличение напряжения (–3В) приводит к уменьшению времени спада интенсивности ФЛ, как и следует ожидать при переходе от экситонного к трионному механизму рекомбинации [7].

При приложении положительного напряжения (потенциал поверхности образца выше потенциала подложки) происходит значительное увеличение плотности заряда в КЯ. Это приводит к заметному уменьшению интенсивности экситонного пика, сопровождаемого сдвигом линии ФЛ в красную область и уширению ее до 7 нм при 1 В. Асимметричная форма линии с длинноволновым плечом не позволяет отнести ее к ФЛ электрон-дырочной плазмы в КЯ. Вместе с тем большая ширина линии также не позволяет однозначно определить данную ФЛ как исключительно трионную.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №10-02-01195, ГК № 2.740.11.5159.

1. M. de Dios-Leyva, C.A. Duque, L.E. Oliveira. Phys. Rev. B **76**, 075303 (2007).
2. J. Soubusta, R. Grill, P. Hl'dek, and M. Zva'ra et al. Phys. Rev. B. **60**, 7740 (1999).
3. F. Pulizzi, D. Sanvitto, P.C.M. Christianen et al. Phys. Rev. B. **68**, 205304 (2003).
4. A. Alexandrou, J.A. Kash, E.E. Mendes et al. Phys. Rev. B **42** 9225 (1990).
5. P. Aceituno, A. Hernández-Cabrera. Phys. Rev. B **78**, 115308-1 (2008).
6. A. Esser, E. Runge, R. Zimmermann, W. Langbein. Phys. Rev. B **62** 8232 (2000).
7. D. Sanvitto, R.A. Hogg, A.J. Shields et al. Phys. Rev. B **62**, R13 294 (2000).
8. G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang et al. Phys. Rev. B **28**, 3241 (1983).

Исследование спектров и кинетики фотолюминесценции гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs в области длин волн 1.2–1.3 мкм

С.В. Морозов, А.Г. Спиваков, Д.И. Крыжков, В.И. Гавриленко, А.Н. Яблонский,
Д.И. Курицын, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, Yu.G. Sadofyev, N. Samal

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

²Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA.

e-mail: more@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Система GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs с молярной долей сурьмы больше 35% исследуется на протяжении последнего десятилетия, главным образом, в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера, работающего при $T=300$ К вблизи 1.3 мкм. Однако, несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) в области 1.3 мкм, полученный в таких структурах при комнатной температуре, до сих пор создание лазера остается не решенной задачей [1, 2].

С точки зрения технологии последнее обстоятельство может быть отчасти обусловлено сложностями получения материала квантовой ямы высокого качества, связанными с большим различием периодов кристаллических решеток GaAs и GaSb, которое составляет 7.8 % [3]. Однако слои GaAsSb с молярной долей сурьмы до 0.5 и приемлемым оптическим качеством были успешно получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии [4–6]. До настоящего времени у научного сообщества не сложилось единого мнения о типе зонной структуры гетероперехода GaAsSb/GaAs с молярной долей сурьмы 0.35. В частности, в работе [7] представлены данные, указывающие, что тип зонной диаграммы напряженного гетероперехода GaAsSb/GaAs является функцией молярной доли сурьмы и изменяется от первого типа ($QV < 1$) для $x < 0.34$ ко второму типу для $x > 0.34$. В данной работе в основном исследовались гетероструктуры GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs.

Учитывая пограничное с точки зрения типа гетероперехода содержание сурьмы в таких гетероструктурах ($x \gg 0.36$), определение типа оптического перехода при исследовании оптическими методами является задачей нерешенной, так как дополнительно к разрыву зон подключаются эффекты изгиба зон, вызванные кулоновским взаимодействием сгенерированных оптическим возбуждением электронов и дырок. Исходя из данных, приведенных в работах [8] следует, что различие ширины запрещенных зон DEg приходится главным образом на разрыв в валентной зоне гетероперехода DEv. В работах [9, 10] указано на возможность нулевого разрыва в зоне проводимости рассматриваемого гетероперехода. В таком случае существенным, а возможно, определяющим, особенно в ситуации нулевого разрыва в зоне проводимости, становится влияние концентрации сгенерированных носителей при поглоще-

нии оптических квантов на тип оптического перехода при рекомбинации электронов и дырок, который на самом деле может меняться от непрямого в случае слабого возбуждения (рис. 3, а) к совместному прямому и непрямому при увеличении интенсивности возбуждения (рис. 3, б) и прямому в случае высокого возбуждения (рис. 3, в). В то же время при конструировании лазеров точное знание типа оптического перехода в момент инверсии имеет важное значение, но, учитывая сложность оценки концентрации инжектированных носителей при токовой накачке, полезными, на наш взгляд, являются предварительные исследования перспективных лазерных структур методами ФЛ-спектроскопии. С другой стороны, принадлежность к типу оптического перехода можно оценить по временам релаксации сигнала ФЛ, которые, как известно, в случае прямого перехода обычно не превышают 1 нс, а в случае непрямого перехода могут простираться вплоть до 100 пс.

Результаты и обсуждение. В данной работе при исследовании спектров ФЛ при $T=77$ К при различных уровнях непрерывного возбуждения ($\lambda_{ex}=532$ нм) структуры GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs ТО368 обнаружено, что с увеличением мощности накачки (в диапазоне от 1 до 100 мВт) наблюдается сдвиг максимума спектра ФЛ от КЯ GaAs_{0.64}Sb_{0.36}/GaAs в область больших энергий (от 1230 до 1200 нм, рис. 1). Подобное поведение спектра ФЛ от КЯ в зависимости от мощности возбуждения свойственно, как правило, гетероструктурам II и обусловлено вытеснением электронного (в данном случае) уровня из интерфейса на гетерогранице из-за эффекта изгиба зон, вызванного кулоновским взаимодействием сгенерированных оптическим возбуждением электронов и дырок (рис. 3, а). Дальнейшее увеличение мощности накачки (в диапазоне от 100 до 240 мВт, рис. 1) приводит к прекращению синего сдвига, но при этом проявляется существенное уширение линии ФЛ, что, вероятно, связано с «подключением» в результате термического заброса прямой рекомбинации в GaAs_{0.64}Sb_{0.36} (рис. 3, б). Подтверждением этому служат спектры ФЛ при мощностях накачки 600 и 1000 мВт, когда при одном и том же значении максимума пика ФЛ разница ширины составляет ~ 8 мэВ, что близко значению $k_B T$ для 77 К, которое составляет около 7 мэВ (рис. 1). Еще большее увеличение мощности накачки приводит к обужению пика ФЛ со стороны высокоэнергети-

ческого «крыла» спектра и обратного (меньшего по сравнению с первоначальным) смещения в длинноволновую область (рис. 1).

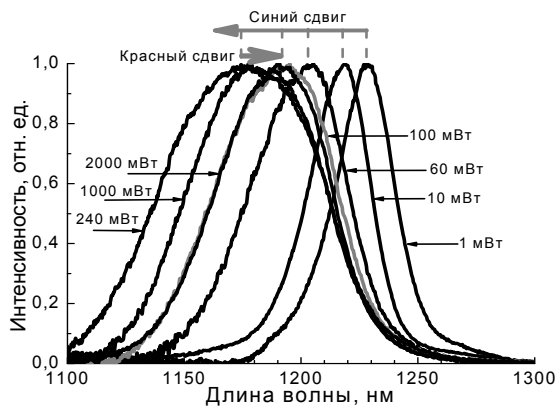


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры ТО368 при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG лазера ($\lambda_{\text{ex}} = 532$ нм, диаметр пятна 0.2 мм) для различного уровня накачки, $T = 77$ К

Такое поведение линии ФЛ от КЯ связано с экстремальным изгибом зон интерфейса на гетерогранице, которое приводит к исчезновению непрямых переходов вследствие вытеснения уровней из интерфейса на гетерогранице при этом вклад в сигнал ФЛ вносят лишь прямые оптические переходы (рис. 3, в). Сделанное выше предположение о существенном вкладе в ФЛ прямых в реальном пространстве переходов при больших уровнях возбуждения подтвердилось результатами исследования кинетики релаксации ФЛ, измеренных при $T = 77$ К в различных точках спектра при импульсном возбуждении излучением с длиной волны 590 нм, длительностью импульса ~ 130 фс и мощностью в импульсе ~ 2 Вт. По мере сдвига в высокоэнергетическую область спектра ФЛ (1230–1160 нм) время релаксации уменьшается от ~ 10 нс (при 1230 нм – область непрямых переходов) до ~ 1.5 нс (при 1160 нм – область прямых переходов) (рис. 2). Стоит отметить, что времена релаксации ~ 1.5 нс для прямых переходов, наблюдающиеся для длины волны ~ 1160 нм, заметно превышают характерные времена релаксации для прямых переходов в других гетеросистемах, которые варьируются от 500 до 1000 пс. Однако в данном случае вследствие сильного расплывания волновой функции электронов из-за их слабой локализации величина интеграла перекры-

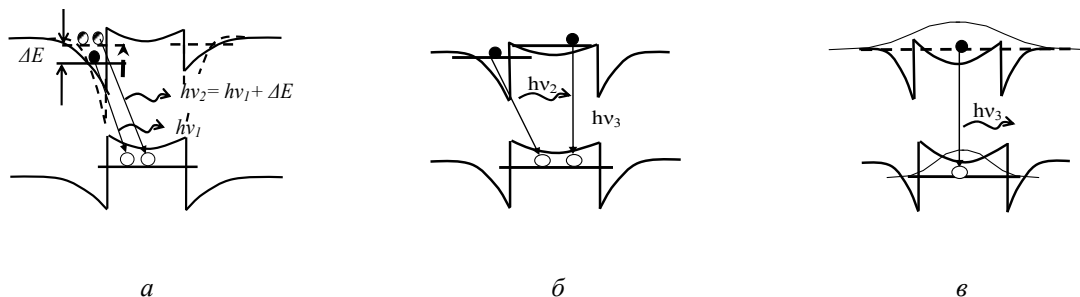


Рис. 3. Схема зонной диаграммы и оптических переходов в гетероструктуре второго типа: *а* – непрямые оптические переходы для двух мощностей возбуждения; *б* – непрямые и прямые оптические переходы; *в* – прямые оптические переходы

тия волновых функций электронов и дырок, который, в сущности, и определяет вероятность перехода, мала. В частности, данные численного моделирования для двух концентраций носителей в КЯ GaAsSb/GaAs ($\sim 10^{11}$ см^{-2} и $\sim 10^{12}$ см^{-2}) для подобной гетеросистемы, приведенные в работе [11], говорят о возможности такого «размытия» волновой функции для электронного уровня, «выдавленного» в слой GaAsSb.

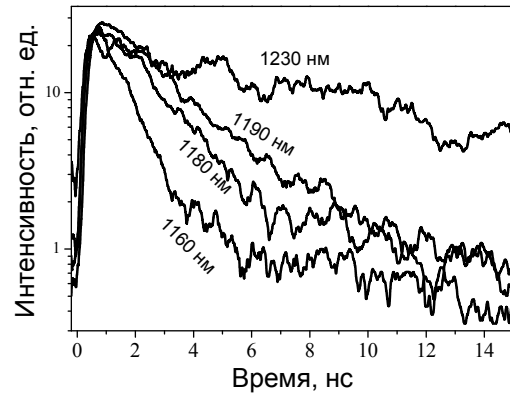


Рис. 2. Осциллограммы сигнала ФЛ в структуре ТО368 при 77 К, измеренные в различных участках спектра (см. рис. 1)

Таким образом, в данной работе на основании данных исследований спектров ФЛ и кинетики релаксации ФЛ впервые обнаружена смена типа оптического перехода от непрямого к прямому, обусловленная вытеснением электронного уровня из интерфейса на гетерогранице из-за эффекта изгиба зон вызванного кулоновским взаимодействием сгенерированных оптическим возбуждением электронов и дырок.

1. T. Anan et al. // Electron. Lett. 35, 903 (1999).
2. P. Dowd et al. // Appl. Electron. Lett. 39, 987 (2003).
3. J.R. Pesetto and G.B. Stringfellow // J. Cryst. Growth. 62, 1 (1983).
4. C.A. Chang et al. // Appl. Phys. Lett. 31, 759 (1977).
5. H. Chiu et al. // Appl. Phys. Lett. 46, 408 (1985).
6. G.B. Stringfellow // J. Electron. Mater. 11, 903 (1982).
7. A.D. Prins et al. // Phys. Rev. B 47, 2191 (1993).
8. R. Teissier et al. // J. Appl. Phys. 89, 5473 (2001).
9. S. R. Johnson et al. // J. Cryst. Growth. 251, 521 (2003).
10. J.-B. Wang et al. // Phys. Rev. B 70, 195339 (2004).
11. M. Dinu et al. // J. Appl. Phys. 94, 1506 (2003).

Управление поляризацией излучения в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором

Ю.А. Морозов, М.Ю. Морозов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, ул. Зеленая, 38, Саратов.
e-mail: yuri.mor@rambler.ru

В работах [1, 2] показано, что полупроводниковый двухчастотный лазер с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) [3] перспективен для создания на его основе генератора среднего (дальнего) инфракрасного диапазона (5–30 мкм) с использованием внутрирезонаторного нелинейно-оптического взаимодействия. При этом предполагалось, что генерация в указанном диапазоне реализуется в виде излучения на разностной частоте двух фундаментальных волн (накачки и сигнальной волны в терминологии параметрического преобразования), одновременно возбуждаемых в резонаторе ЛВВР. В двухчастотном ЛВВР [3] эти волны представлены в форме двух коаксиальных гауссовых пучков практически одинакового радиуса с длинами волн $\lambda_S \approx 985$ нм и $\lambda_L \approx 1040$ нм на основной поперечной моде резонатора TEM_{00} . Длина волны излучения, соответствующая разностной частоте, составляет приблизительно 18.6 мкм. Имея в виду высокое значение внутрирезонаторной мощности этих пучков (порядка сотен ватт в непрерывном режиме) наряду с возможностью их фокусировки в нелинейном кристалле, можно ожидать реализации эффективного нелинейно-оптического смешения частот с мощностью на разностной частоте порядка единиц-десятков милливатт.

В упомянутых выше публикациях [1, 2] проведен анализ нелинейного преобразования частоты в квадратично-нелинейном кристалле на основе GaAs. Поскольку этот материал изотропен и традиционные методы обеспечения фазового синхронизма (т.е., с использованием анизотропии показателя преломления) невозможны, в одной из модификаций предлагалось использовать кристалл длиной порядка длины когерентности, помещенный в резонатор, настроенный на разностную частоту [1], в другой – кристалл с регулярной доменной структурой (quasi-phase-matched crystal) [2]. Применение обычных (анизотропных) нелинейных кристаллов ИК-диапазона (CdSe, GaSe, AgGaS₂ и др.) затруднено, поскольку оба пучка двухчастотного ЛВВР имеют *s*-поляризацию и возможен только синхронизм второго типа (*oeo* – для отрицательных кристаллов и *eoo* – для положительных) [4]. Проведенный анализ показал, что упомянутые кристаллы можно было бы с успехом применить для генерации разностной гармоники в двухчастотном ЛВВР, если создать условия, при которых плоскости поляризации пучков имеют ненулевое угловое смещение (в идеале – 90°).

Для управления поляризационными характеристиками и, в том числе, азимутом поляризации каждой из рассматриваемых волн мы предлагаем

использовать фазовую пластинку особого вида, помещенную внутрь резонатора. А именно, это должна быть фазовая пластинка, для которой фазовые набегі удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \varphi(\lambda_L) &= 2\pi(n_e - n_o)l_\phi / \lambda_L = 2\pi m; \\ \varphi(\lambda_S) &= 2\pi(n_e - n_o)l_\phi / \lambda_S = 2\pi m + \pi \end{aligned} \quad (1)$$

(m – целое, n_e и n_o – показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн, соответственно). Оценки показывают, что при изготовлении такой пластинки, например, из кристаллического кварца, ее длина l_ϕ составит величину порядка 950 мкм.

Для лазерного резонатора в V-конфигурации с нелинейным кристаллом и фазовой пластинкой (рис.1) поляризационная матрица Джонса формулируется в виде (опорная плоскость – на выходном зеркале)

$$A_J = M_3 F_\phi(\delta) F_\phi(\alpha) M_2 M_1 M_2 F_\phi(\alpha) F_\phi(\delta), \quad (2)$$

где $M_{1,2,3}$ – матрицы Джонса активного зеркала (лазерного чипа), поворотного и выходного зеркал, $F_\phi(\alpha)$ и $F_\phi(\delta)$ – матрицы Джонса фазовой пластинки и нелинейного кристалла [5]. Углы α и δ характеризуют поворот осей фазовой пластинки (нелинейного кристалла) относительно плоскости ZX расположения резонатора.

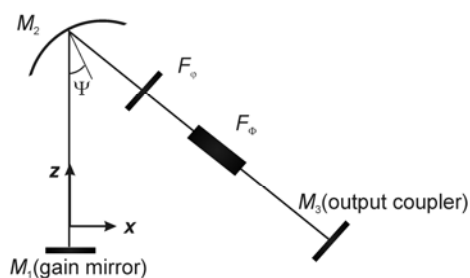


Рис. 1. Схематическое изображение лазерного резонатора

Был выполнен расчет собственных значений μ_i и собственных векторов E_i поляризационной матрицы резонатора A_J ($i = 1, 2$). Известно, что величина $L_i = 1 - |\mu_i|^2$ характеризует относительные потери мощности поля с i -й конфигурацией за один оборот по резонатору [5]. Определив собственный вектор, для которого потери минимальны, можно вычислить азимут поляризации β этого поля, т.е. угол поворота главной оси эллипса поляризации относительно оси X системы координат. На рис. 2 показана зависимость этой величины от длины волны излучения вблизи λ_S (a) и λ_L (b).

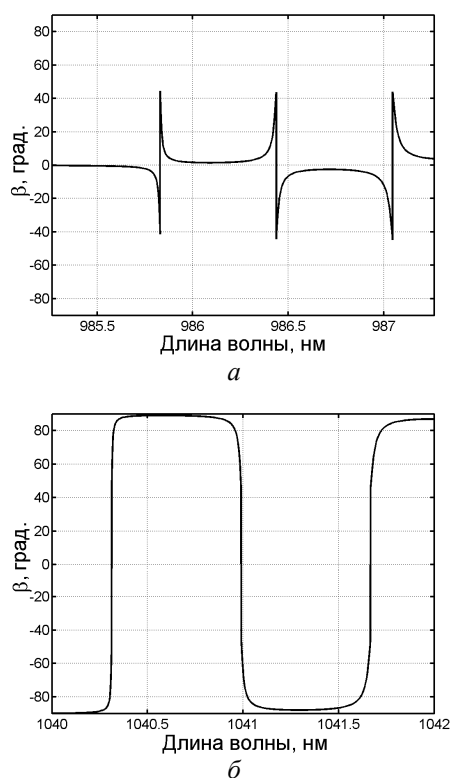


Рис. 2. Зависимость азимута поляризации от длины волны в окрестности λ_S (а) и λ_L (б)

Расчеты проводились при значениях параметров резонатора, указанных в таблице (параметры с индексами ϕ , Φ относятся к фазовой пластинке и нелинейному кристаллу соответственно).

Параметры резонатора двухчастотного ЛВВР

Параметр	l_{ϕ} , мкм	l_{Φ} , мкм	$(n_e - n_o)_{\phi}$	$(n_e - n_o)_{\Phi}$	α , град	δ , град
Значение	936	8000	0.01	-0.1	45	0

Из рис. 2, а следует, что азимут поляризации коротковолнового излучения остается вблизи нуля, за исключением резких выбросов, которые, как показывает анализ, соответствуют значениям фазовой задержки в нелинейном кристалле, кратном π . При этих же значениях фазовой задержки наблюдается и резкое возрастание потерь L_i , т.е. колебания на соответствующих длинах волн в резонаторе не возбуждаются. Азимутальный угол поляризации длинноволнового излучения располагается вблизи значений $\pm 90^\circ$, причем резкая смена этих значений происходит также при значениях фазовой задержки Φ , кратных π . Эллиптичность поляризации, т.е., отношение амплитуд колебаний электрического вектора, происходящих в направлении малой и большой осей эллипса поляризации, не превышает несколько сотых долей процента для длин волн излучения, находящихся в пределах медленного изменения β . Таким образом, при условии, что значения длин волн излучения находятся вблизи величин, для которых выполняются соотношения (1), а углы α и δ составляют 45

Безызлучательный перенос энергии экситонов от непрямозонных к прямозонным InAs квантовым точкам первого рода

Т.С. Шамирзаев, Д.С. Абрамкин, Д.В. Дмитриев, А.К. Гутаковский

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Лаврентьева, 13, Новосибирск.
e-mail: timur@thermo.isp.nsc.ru

Перенос энергии между квантовыми точками (КТ) интенсивно изучается в последние годы с целью создания новых биохимических сенсоров [1]. Энергия экситона, локализованного в КТ-доноре, может безызлучательно передаваться КТ-акцептору посредством резонансного диполь-дипольного взаимодействия (так называемая Фёрстеровская передача энергии). Эффективность передачи энергии определяется временем жизни экситона, локализованного в КТ-доноре (τ_D) и временем передачи энергии между КТ-донором и КТ-акцептором (τ_{DA}): $E_{ET} = 1 - (\tau_{DA}/\tau_D)$ [3]. Для прямозонных КТ значение τ_D ограничено временем излучательной рекомбинации экситона и лежит в наносекундном диапазоне времен. Следовательно, эффективность передачи энергии между парой прямозонных КТ определяется значением τ_{DA} , которое сильно уменьшается ($\sim d_{DA}^{-6}$) с увеличением расстояния между КТ-донором и КТ-акцептором (d_{DA}) [4]. Типичные расстояния для эффективной передачи энергии между прямозонными КТ, такими как, например, CdS или CdTe, по данным работ [3, 5] не превышают 5 нм.

Недавно нами было показано, что сильное размерное квантование в InAs/AlAs КТ малого размера приводит к тому, что нижнее электронное состояние в таких КТ принадлежит X-минимуму зоны проводимости InAs. Поскольку квазиимпульс экситона, составленного из электрона, принадлежащего боковой долине зоны проводимости и дырки, находящейся в центре зоны Бриллюэна, существенно больше, чем импульс фотона с такой же энергией, закон сохранения квазиимпульса накладывает ограничения на скорость излучательной рекомбинации экситонов в таких непрямозонных КТ. В результате время жизни экситонов в непрямозонных InAs/AlAs КТ возрастет по сравнению со временем жизни экситонов в прямозонных InAs КТ до 5 порядков величины [6, 7].

В данном докладе мы показываем, что возрастание времени жизни экситонов, локализованных в КТ-донорах, приводит к значительному возрастанию расстояния между КТ, на которое можно осуществлять эффективную передачу энергии экситона.

Структуры с вертикально связанными парами InAs КТ выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих GaAs-подложках с ориентацией (001). Образцы состояли из двух слоев вертикально связанных InAs КТ, помещенных между слоями AlAs (для непрямозонных КТ-доноров) и $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ (для прямозонных КТ-акцепторов), выращенных на буферном слое GaAs толщиной 200 нм. Было выращено

две структуры с $d_{DA} = 9$ нм и 13 нм. Оба слоя КТ выращивались при скорости осаждения InAs 0,04 монослоя/с. Номинальная толщина осажденного InAs составляла 2,5 монослоя. КТ формировались при температуре 510 °С. Покровный слой GaAs толщиной 12 нм формировался поверх структуры для предотвращения окисления AlAs. Дополнительно, при тех же условиях эпитаксии, были выращены контрольные структуры, содержащие только один слой КТ (доноров или акцепторов). Стационарная фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась излучением ультрафиолетового He-Cd-лазера ($h\nu=3.81$ эВ) с плотностью мощности возбуждения 10 Вт/см². Возбуждение нестационарной ФЛ осуществлялось импульсами красного полупроводникового лазера ($h\nu=1.96$ эВ). Измерение стационарной и нестационарной ФЛ проводилось с использованием двойного дифракционного монохроматора, оснащенного охлаждаемым фотумножителем, работающем в режиме счета фотонов. Все измерения проводились при температуре жидкого азота.

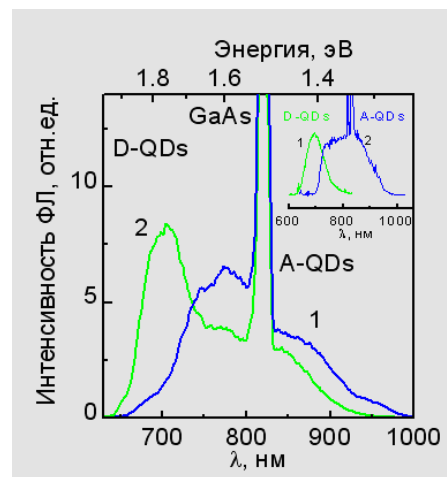


Рис. 1. Спектры ФЛ структур со связанными КТ, d_{DA} : 1 – 9 нм, 2 – 13 нм. На вставке спектры структур с одиночными слоями КТ: 1 – непрямозонные в AlAs, 2 – прямозонные в AlGaAs

Спектры ФЛ структур с вертикально связанными КТ, измеренные при возбуждении ультрафиолетовым лазером, излучение которого поглощается главным образом в слое AlAs, показаны на рис. 1. В спектрах хорошо видны три полосы ФЛ, обозначенные на рисунке как D-QDs, A-QDs и GaAs. Сравнение спектров структур со связанными КТ с приведенными на вставке к рис. 1 спектрами структур, содержащих отдельные слои КТ, позволили нам идентифицировать эти полосы как

связанные с рекомбинацией экситонов в КТ-донорах, КТ-акцепторах и буферном слое GaAs соответственно.

Из рис. 1 видно, что полоса D-QDs доминирует в спектре ФЛ структуры с большим ($d_{DA}=13$ нм) расстоянием между КТ. В структуре с меньшим значением d_{DA} интенсивность полосы D-QDs резко уменьшается при одновременном увеличении интенсивности полосы A-QDs. Полученные результаты наводят на мысль о том, что в структуре с меньшим значением d_{DA} имеет место безызлучательная передача энергии экситонов от КТ-доноров к КТ-акцепторам. Изменения в спектрах стационарной ФЛ, имеющие место в структурах со связанными КТ, при изменении d_{DA} сопровождаются изменениями в кинетике ФЛ. Полоса D-QDs демонстрирует длительное затухание ФЛ (до 100 мкс), типичное для непрямозонных InAs/AlAs КТ [8].

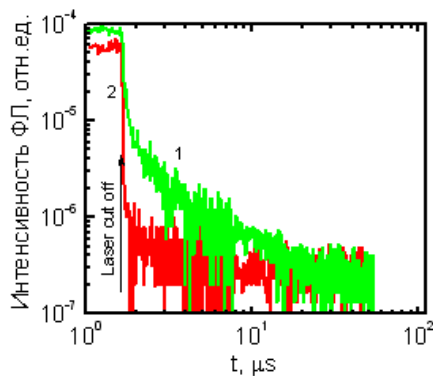


Рис. 2. Кинетика ФЛ КТ-акцепторов в структурах с d_{DA} : 1 – 9 нм, 2 – 13 нм

Кинетика ФЛ полос A-QDs в обеих структурах со связанными КТ при возбуждении импульсами красного лазера приведена на рис. 2. При этих условиях экситоны возбуждаются только внутри как прямозонных, так и непрямозонных КТ. С другой стороны, характер затухания ФЛ полосы A-QDs сильно зависит от расстояния между КТ. В структуре с большим значением d_{DA} полоса A-QDs быстро затухает, с характерным временем, меньшим, чем 20 нс (временное разрешение нашей измерительной системы), что типично для прямозонных InAs КТ [7]. В тоже время в структуре с меньшим значением интенсивность ФЛ в прямозонных акцепторных КТ сначала резко уменьшается, а затем демонстрирует длительное затухание, подобное тому, что наблюдается для непрямозонных донорных КТ. Быстрое затухание ФЛ InAs/AlGaAs КТ в структуре с меньшим значением d_{DA} связано с прямым возбуждением экситонов в этих КТ излучением красного лазера, в то время как последующее длительное затухание отражает передачу энергии долгоживущих экситонов из InAs/AlAs КТ. Таким образом, нестационарная ФЛ подтверждает наше предположение о

передаче энергии экситонов из КТ-доноров к КТ-акцепторам в структуре с меньшим значением d_{DA} .

Обсудим теперь возможные механизмы передачи энергии между КТ. Это может быть либо туннелирование носителей заряда, либо Фёрстеровская передача энергии. Хорошо известно, что время туннелирования носителей заряда сильно зависит от высоты и ширины барьера между КТ и их эффективной массы. Используя приближение Wentzel – Kramers – Brillouin и принимая во внимание эффективные массы электронов и тяжелых дырок, мы обнаружили, что 9 нм слишком большое расстояние для того, чтобы время туннельного перехода и для электронов и для дырок было порядка сотни микросекунд – времени, полученного из эксперимента. Следовательно, мы можем сделать вывод о том, что передача энергии идет посредством механизма Фёрстера. Для передачи энергии по этому механизму необходимо выполнение резонансных условий, т.е. уровни экситонов в КТ-донорах и КТ-акцепторах должны совпадать [4]. В наших структурах различная степень размерного квантования носителей заряда в InAs/AlAs и InAs/AlGaAs КТ приводит к значительной разнице энергий экситонных уровней в КТ-донорах и КТ-акцепторах. Однако, как показано в теоретической работе [10], эффективная передача энергии по механизму Фёрстера имеет место при резонансном совпадении основного состояния экситона в КТ-доноре и возбужденного экситонного состояния в КТ-акцепторе. Приведенные на рис.1 данные свидетельствуют о том, что такие резонансные условия имеют место в наших структурах для большого количества КТ различных размеров.

Итак, в работе изучалась передача энергии возбуждения от непрямозонных InAs/AlAs КТ к прямозонным InAs/AlGaAs КТ. Показано, что большое время жизни экситонов в InAs/AlAs КТ-донорах позволяет увеличить расстояние эффективной передачи энергии между КТ до 9 нм.

Работа поддержана РФФИ (проекты 10-02-00240, 10-02-00077) и NATO CLG (No.983878)

1. Medintz I.L., Clapp A.R., Mattoussi H. et al. // Nat. Mater. 2003. V. 2, 630.
2. M. Lunnz, A. L.Bradley, W.-Y. Chen, Yu. K. Gun'ko // Superlattices and Microstructures 2010. V. 47, 98.
3. Forster T. // Ann. Phys. 1948. V. 2, 55.
4. D. Kim, S.Okahara, M. Nakayama, Y. Shim // Phys. Rev. B 2008. V. 78, 153301.
5. T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.I. Toropov, A.K. Bakarov, D.A. Tenne, K.S. Zhuravlev, C. von Borzyskowski, D.R.T. Zahn // JETP Lett. 2003. V. 77, 389.
6. T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev // Appl. Phys. Lett. 2008 V. 92, 213101.
7. T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, Gutakovskii, A. K. Kalagin, K. S. Zhuravlev, M. Larsson, P. O. Holtz // Phys. Rev. B 2008. V. 78, 085323.
8. Tackeuchi A. / A. Tackeuchi, T. Kuroda, K. Mase, Y. Nakata, N. Yokoyama // Phys. Rev. B 2000. V. 62, 1568.
9. Govorov A.O. // Phys. Rev. B 2003. V. 68, 075315.

Усиление нелинейно-оптических эффектов в композитных плазмонных наночастицах

Т.В. Мурзина, И.А. Колмычек

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119992, Ленинские горы, ГСП-1, Москва.
e-mail: murzina@mail.ru

Электромагнитные свойства металлических наночастиц определяются в большой степени коллективными колебаниями электронов проводимости, или локальными поверхностными плазмонами (ЛПП). Резонансное возбуждение ЛПП, в свою очередь, приводит к усилению локальных оптических полей и, соответственно, к возрастанию процессов резонансного поглощения, рассеяния, а также нелинейно-оптических эффектов. Композитные магнитные плазмонные наноструктуры, соединяющие в себе плазмонные и магнитные свойства, представляют особенный интерес, предоставляя дополнительные возможности по управлению параметрами распространения света через такие системы.

Целью данной работы являлось изучение особенностей квадратичных и кубичных нелинейно-оптических эффектов в композитных плазмонных наночастицах типа ядро/оболочка, помещенных в полимерную матрицу, в спектральной окрестности возбуждения локальных поверхностных плазмонов. Были исследованы два типа нелинейно-оптических эффектов, генерации второй оптической гармоники (ВГ) и гиперрелеевского рассеяния света второго порядка, в том числе индуцированных внешним магнитным полем, и эффекты светового самовоздействия.

Объектами исследования являлись наночастицы типа ядро/оболочка (так называемые core-shell наночастицы), ядра которых были образованы оксидом железа $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, покрытые оболочкой золота и помещенные в полимерную матрицу полиметилметакрилата (ПММА). Диаметр ядра частиц составлял 20–25 нм, толщина золотой оболочки 4 нм. Толщина композитной пленки составляла около 3 мкм, массовая плотность частиц в пленке – около 30 %. В качестве реперных образцов использовались два типа частиц: (i) частицы $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, также со средним диаметром 20–25 нм, но без внешней золотой оболочки, и (ii) твердые пленки наночастиц золота с диаметром 10 нм. Спектры поглощения плазмонных структур на основе $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3(\text{Au})$ -частиц ядро/оболочка и сплошных золотых наночастиц приведены на рис. 1. Видно, что в обоих случаях наблюдаются широкие максимумы поглощения с центральной длиной волны 560–580 нм, соответствующие резонансному возбуждению ЛПП. В то же время для частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ без оболочки такие особенности в спектре поглощения отсутствуют.

Исследование генерации ВГ в наночастицах типа ядро/оболочка проводилось при возбуждении структуры излучением АИГ:Nd-лазера с длиной

волны 1064 нм, при этом излучение ВГ (532 нм) соответствовало полосе возбуждения ЛПП.

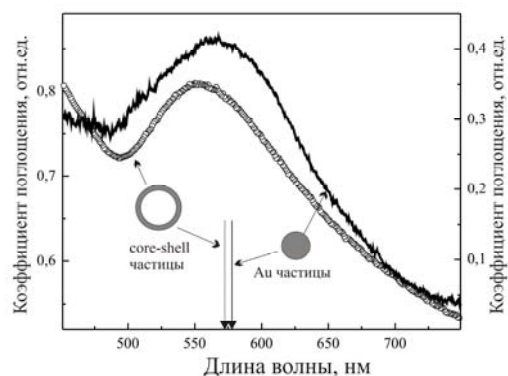


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения частиц ядро/оболочка (слева, незаполненные символы) и наночастиц золота (сплошные символы, шкала справа)

Было показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля генерация ВГ наблюдается в форме гиперрелеевского рассеяния, т.е. некогерентного излучения на частоте ВГ. При наложении статического экваториального магнитного поля возникает когерентная магнитоиндуцированная составляющая излучения ВГ.

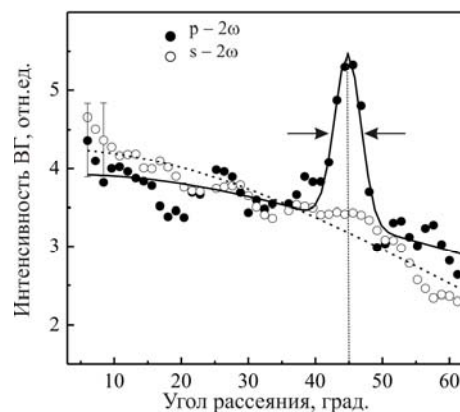


Рис. 2. Индикатрисы рассеяния ВГ в композитной пленке ПММА с частицами $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3(\text{Au})$ в присутствии экваториального магнитного поля для p - и s -поляризованной составляющих ВГ

О природе этой составляющей можно судить по следующим параметрам. Во-первых, в индикатрисе рассеяния для p -поляризованного излучения ВГ появляется максимум в направлении угла зеркального отражения (рис. 2), отсутствующий для случая s -поляризованной ВГ, что соответствует результатам симметричного анализа для генерации магнитоиндуцированной ВГ при экватори-

альной намагниченности среды. Во-вторых, изучение фазы излучения на удвоенной частоте с использованием метода интерферометрии ВГ показало, что наблюдается изменение фазы волны ВГ на 180° при смене направления магнитного поля, что типично для нечетной по намагниченности компоненты ВГ. В-третьих, из результатов измерения индикатрис ВГ следует, что в присутствии магнитного поля изменяется угловая ширина индикатрис, что указывает на возрастание корреляционной длины нелинейных источников в пространственно неоднородной среде [1].

Таким образом, намагниченность композитной среды приводит к изменению статистических свойств нелинейной поляризации на частоте ВГ, в том числе к появлению частичной когерентности волны второй гармоники.

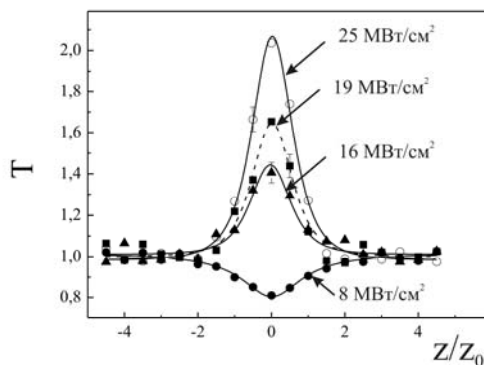


Рис. 3. Зависимости нормированного пропускания пленки ПММА с частицами $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3(\text{Au})$ от координаты образца, измеренные методом безапертурного Z-сканирования

Изучение эффектов светового самовоздействия было проведено для случаев нелинейного поглощения и нелинейной рефракции методами спектроскопии Z-сканирования [2]. Источником излучения накачки являлся наносекундный ПГС LP601 (диапазон перестройки длины волны 470–710 нм). Образец, расположенный на трансляторе, перемещается в направлении вдоль луча накачки в области фокальной плоскости линзы, при этом плотность мощности на образце, W , изменяется. Измеряемой величиной являлся так называемый нормированный коэффициент пропускания, $T(z)$, определяемый как отношение интенсивности прошедшего через образец излучения к его значению, измеренному для положения образца вдали от фокусной плоскости линзы, когда нелинейными эффектами можно пренебречь. На рис. 3 приведены зависимости нормированного коэффициента пропускания, $T(z)$, измеренные в схеме безапертурного Z-сканирования, для различных значений интенсивностей накачки на длине волны 570 нм, соответствующей резонансному возбуждению ЛПП в наночастицах. Видно, что при достаточно большой мощности накачки эффект нелинейного поглощения сменяется эффектом насыщения, что проявляется в возрастании нормиро-

ванного пропускания при увеличении W . Аналогичные зависимости были получены и для случая золотых наночастиц. Оценки показывают, что в данных экспериментальных условиях возможно насыщение плазмонного перехода в частицах обоих типов, что и проявляется, по-видимому, в эксперименте.

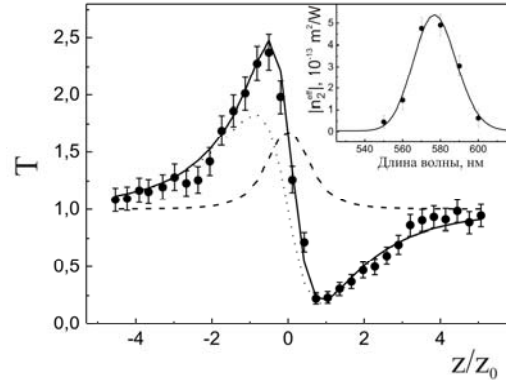


Рис. 4. Зависимости нормированного пропускания пленки ПММА с частицами $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3(\text{Au})$ от координаты образца, измеренные методом апертурного Z-сканирования. Символы – экспериментальные данные, кривые – результат аппроксимации; пунктирная линия соответствует эффекту нелинейного поглощения, точки – нелинейной рефракции. На вставке – спектр коэффициента нелинейной рефракции

Типичная зависимость $T(z)$, измеренная методом апертурного Z-сканирования в пленках с $\text{Fe}_2\text{O}_3(\text{Au})$ частицами, приведена на рис. 4. Аппроксимация экспериментальных данных позволила выделить зависимости, соответствующие эффектам нелинейной рефракции и поглощения, на основании которых были получены спектральные зависимости соответствующих коэффициентов. На вставке к рис. 4 приведена такая зависимость для коэффициента нелинейной рефракции, n_2 . Для длин волн 560–570 нм наблюдается возрастание величины n_2 приблизительно в 10 раз по сравнению с его значением для длин волн 490 нм и 630 нм. Иными словами, наблюдается возрастание нелинейного поглощения (пропускания) в спектральной окрестности возбуждения поверхностных плазмонов в наночастицах.

Отметим, что подобные резонансные зависимости не были получены для пленок с частицами Fe_2O_3 без оболочки золота. Во всем исследованном спектральном диапазоне значения нелинейных коэффициентов были по крайней мере на 2 порядка меньше чем для плазмонных частиц в резонансных условиях.

1. Melnikov, A.V. Hyper-Rayleigh scattering by inhomogeneous thin films of $\text{Pb}_x(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$: Disorder effects / A.A. Nikulin, O.A. Aktsipetrov // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 134104 (9).

2. Sheik-Bahae, M. Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam / A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland // J. Quantum Electron. 1990. V. 760. P. QE-26.

Оптические и магнитооптические свойства наноффрированных пленок Co и Ni

М.В. Сапожников¹, С.А. Гусев¹, В.В. Рогов¹, М.Ю. Левичев¹,
Б.Б. Троицкий², Л.В. Хохлова²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

² Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород, 603950.
e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

Основная цель быстро развивающейся в настоящее время оптики искусственных наноструктур – это исследование возможности управления оптическими эффектами на нанометровом масштабе [1]. Несмотря на то что большинство работ посвящено структурам на основе благородных металлов, в последнее время наблюдается значительное возрастание интереса к системам с использованием магнитных материалов. Например, использование магнитных материалов позволяет управлять оптическими свойствами нанокомпозита путем приложения внешнего магнитного поля [2]. Появились сообщения о наблюдении усиления магнитооптического вращения в магнитных композитах Co-Au [3] и измерении магнитооптических эффектов в магнитных периодических наноструктурах [4].

В нашей работе проведено исследование магнитооптических спектров и спектров отражения наноффрированных пленок кобальта и никеля. Структуры были получены путем магнетронного напыления ферромагнитного металла на поверхность коллоидного кристалла ПММА. Исходные образцы коллоидного кристалла изготавливались методом безмульгаторной эмульсионной полимеризации с персульфатом калия в качестве инициатора с последующим осаждением частиц ПММА на горизонтальную стеклянную поверхность при постепенном испарении растворителя. Морфология полученных пленок исследовалась методами электронной и атомно-силовой микроскопии. Видно (рис. 1), что частицы упакованы в плотную гексагональную решетку, период полученных структур определяется размером частиц ПММА и лежит в пределах 100–500 нм.

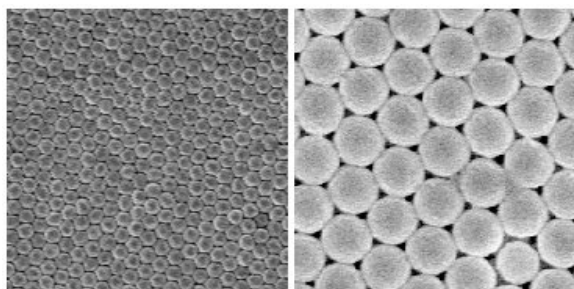


Рис. 1. Изображение наноструктурированной пленки в электронном микроскопе. Длина стороны изображения соответствует 1.5 мкм. Период структуры 125 нм (слева) и 370 нм (справа)

Так как эффективная толщина ферромагнитной пленки (измеренная по толщине плоской

пленки полученной в том же процессе) составляет 30–60 нм, что значительно меньше периода структуры, то она приобретает гофрированную в двух направлениях морфологию.

Измерения оптических и магнитооптических спектров проводилось с использованием решеточного монохроматора, ксеноновой лампы высокого давления в качестве источника и приемника на основе кремневого фотодиода, работающего в диапазоне длин волн 200–1100 нм. Спектры были измерены отдельно для *s*- (TE) и *p*- (TM) поляризации для углов падения от 20° до 60° (угол отсчитывается от нормали) в диапазоне длин волн 250–1000 нм. Магнитооптические спектры измерялись в геометрии меридионального эффекта Керра, при этом фиксировалась разница углов поляризации излучения, отраженного от структуры при намагничивании, до насыщения в противоположных направлениях. Характерный вид магнитооптических спектров приведен на рис. 2, спектры наноффрированных пленок никеля и кобальта качественно совпадают, с той разницей, что в случае кобальта наблюдаемый коэффициент магнитооптического вращения имеет большую величину. В спектрах наблюдается два минимума, положение которых масштабируется с изменением периода структуры, в то время как магнитооптический спектр контрольных плоских пленок имеет монотонный характер. При увеличении угла падения излучения положение длинноволнового минимума смещается в область коротких длин волн, а положение коротковолнового минимума смещается в область более длинных волн одинаково для *s*- и *p*-поляризованного излучения (рис. 2). При этом в случае 30 нм структур для *p*-поляризованного излучения длинноволновый минимум выражен сильнее, чем коротковолновый. При увеличении толщины наноструктурированной пленки до 60 нм в спектре магнитооптического вращения также наблюдается два минимума, но коротковолновый минимум становится более ярко выраженным. Характерным является то, что в определенных случаях в минимуме наблюдается не просто уменьшение величины оптического вращения, а смена направления вращения.

При измерении спектров зеркального отражения наноффрированных пленок никеля также были обнаружены особенности, отсутствующие у плоских пленок. При этом оказалось, что спектры отражения никелевых структур (рис. 3), их зависимость от угла падения, поляризации излучения и периода структуры, такие же, как спектры отра-

жения наногофрированных пленок кобальта, которые были исследованы нами ранее [5]. А поведение особенностей магнитооптических спектров коррелирует с поведением особенностей спектров зеркального отражения.

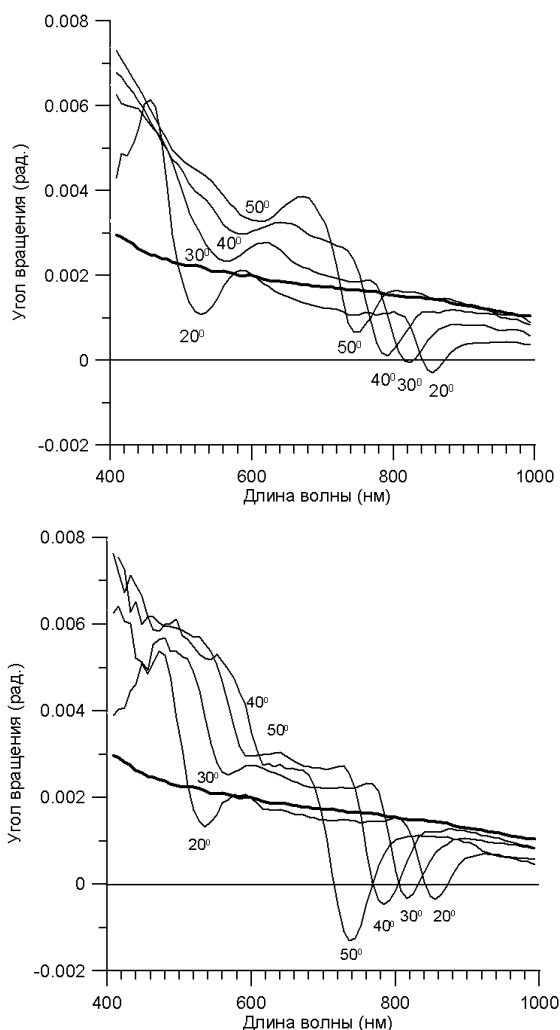


Рис. 2. Спектры магнитооптического вращения наногофрированной пленки кобальта с периодом 370 нм для *s*-поляризованного (вверху) и *p*-поляризованного (внизу) падающего излучения для углов падения 20°, 30°, 40° и 50°. Толщина пленки 30 нм. Толстая линия – спектр магнитооптического вращения плоской пленки кобальта

Качественно подобный вид магнитооптических спектров и спектров отражения может быть объяснен исходя из следующих представлений. Вид угловой зависимости возникающих особенностей и масштабирование их положения при изменении периода структуры являются характерным проявлением возбуждения в структуре распространяющихся поверхностных мод, которые

благодаря двумерной структурированности системы могут возбуждаться как *s*-, так и *p*-поляризованным падающим излучением. В том случае, если вращение поляризации при их распространении вдоль поверхности имеет противоположный знак, это может приводить к уменьшению коэффициента магнитооптического вращения отраженной волны и даже смене направления поворота. Меньшая выраженность длинноволнового минимума в магнитооптических спектрах 60 нм наногофрированных пленок коррелирует с уменьшением величины длинноволновой особенности в спектрах отражения и говорит о том, что этот минимум связан с возбуждением плазмона на внутренней границе между металлом и диэлектриком.

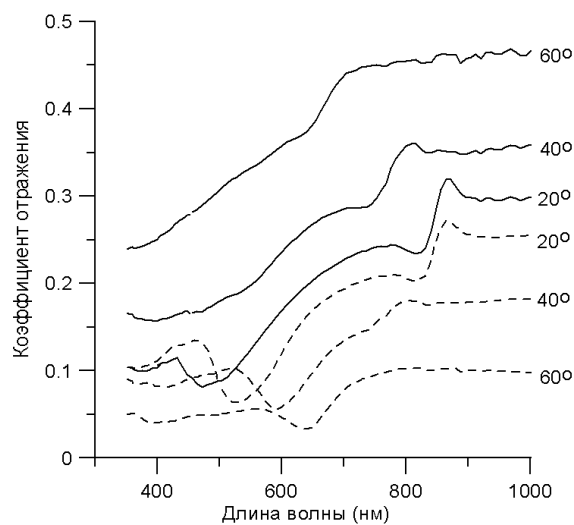


Рис. 3. Спектр зеркального отражения для наногофрированной пленки никеля (период структуры 370 нм) эффективной толщиной 30 нм для разных углов падения (от нормали). Сплошные линии – *s*-поляризованное излучение, пунктирные – *p*-поляризованное

Работа поддержана РФФИ и Федеральной целевой программой "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы.

1. Ozbay E. // Science. 2006. Т. 331. С. 189.
2. G.A. Wurtz, W. Hendren, R. Pollard, R. Atkinson, L. Le Guyader, A. Kirilyuk, Th. Rasing, I.I. Smolyani-novand, A.V. Zayats // New Journal of Physics **10**, 105012 (2008).
3. K. Yang, C. Clavero, J. R. Skuza, M. Varela, and R. A. Lukaszewl // J. Appl. Phys. **107**, 103924 (2010).
4. Liu Z., Shi L., Shi Z., Liu X.H., Zi J, Zhou S.M., Wei S.J., Li J., Zhang X., Xia Y.J. // Appl. Phys. Lett. 2009. Т. 95. С. 032502.
5. M.V. Sapozhnikov, S.A. Gusev, V.V. Rogov, O.L. Ermolaeva, B.B. Troitskii, L.V. Khokhlova, D.A. Smirnov // Applied Physics Letters **96**, 122507 (2010).

Нанодоменное состояние спин-вентильной структуры с антиферромагнитным оксидным слоем

А.И. Морозов, И.А. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет), пр. Вернадского, 78, Москва.
e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

В последнее время появился целый ряд работ (смотри обзор [1]), в которых исследуются трехслойные наноструктуры ферромагнетик – антиферромагнетик – ферромагнетик с антиферромагнитными оксидными слоями CoO и NiO. Поскольку оксидный слой является диэлектрическим, в отличие от ферромагнитных металлических слоев, то указанные структуры могут быть использованы для создания устройств на основе эффекта туннельного магнетосопротивления. В работах [2, 3] авторы исследовали структуры с одним клинообразным слоем (антиферромагнитным или верхним ферромагнитным), в качестве второго ферромагнитного слоя выступала толстая подложка.

Будем предполагать, что атомные плоскости антиферромагнитного оксида, параллельные подложке, являются нескомпенсированными, то есть содержат атомы только одной из двух подрешеток антиферромагнетика. В случае плоскостей (001) соединения CoO [3] для этого имеются определенные основания, так как в экспериментах по рассеянию нейтронов в CoO наблюдались два типа магнитного упорядочения: AF-I, описываемый волновым вектором (0,0,1), и AF-II, описываемый волновым вектором (1/2,1/2,1/2) [4, 5]. Можно предположить, что в нанослях CoO и NiO с ориентацией (001), расположенных между ферромагнитными слоями железа, упорядочение типа AF-II подавляется и реализуется антиферромагнитный порядок типа AF-I. В случае NiO имеются данные только об упорядочении типа AF-II. Поэтому наша гипотеза требует экспериментальной проверки. Вместе с тем отказ от этой гипотезы не позволяет объяснить наблюдаемое в эксперименте разбиение тонкого ферромагнитного слоя на нанодомены [2, 3].

Если атомные плоскости антиферромагнетика, параллельные подложке, являются нескомпенсированными, то наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнитной прослойки на один атомный слой, ведет к фрустрации обменного взаимодействия между слоями. Действительно, по одну сторону края атомной ступени число атомных плоскостей в слое антиферромагнетика четно, а по другую – нечетно. В случае нечетного числа нескомпенсированных плоскостей антиферромагнетика спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими одной и той же подрешетке. При любом знаке обменного интеграла между соседними спинами, расположенными в различных слоях, энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромаг-

нитных слоев. Если же число атомных плоскостей в антиферромагнитном слое четно, то спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими к различным подрешеткам, и энергетически выгодной является антипараллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Налицо фрустрация, порожденная атомной ступенью.

Таким образом, атомные ступени на обеих границах раздела разбивают плоскость, параллельную слоям, на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа – антипараллельная.

Для нахождения равновесного распределения квазиклассических атомных спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями проводилось моделирование их поведения на основе системы уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта. При этом предполагалось, что кристаллические решетки слоев являются продолжением друг друга и что поверхность слоев соответствует срезу (100) ОЦК-решетки. Мы ограничились областью применимости обменного приближения, когда характерная ширина атомных ступеней R на границах раздела и толщины двух тонких слоев намного меньше толщин традиционных доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике. При этом вклад энергий одноионной анизотропии и диполь-дипольного взаимодействия спинов является несущественным.

Приход к равновесию контролировался по поведению суммарной энергии системы. Моделирование проводилось в случае, когда края атомных ступеней на границах слоев параллельны друг другу, то есть решалась двумерная задача с периодическими граничными условиями. Последнее предположение не влияет качественно на полученную фазовую диаграмму «толщина слоев – шероховатость».

В случае наличия в трехслойной структуре толстого ферромагнитного слоя можно утверждать, что он всегда остается в монодоменном состоянии. Таким образом, наряду с параметром R существуют еще два геометрических параметра: толщина антиферромагнитной прослойки d_{af} и толщина тонкого верхнего ферромагнитного слоя d_f . Состояние рассматриваемой спин-вентильной структуры ферромагнетик – антиферромагнетик – ферромагнетик существенно зависит от отношения γ_{af} энергий обменного взаимодействия спинов

в антиферромагнитном и ферромагнитном слоях и от отношения $\gamma_{f,af}$ энергии обменного взаимодействия спинов, принадлежащих к разным слоям, к энергии обменного взаимодействия спинов в ферромагнитном слое.

В случае, когда параметр R намного превосходит толщины d_{af} и d_f , для того чтобы минимизировать энергию межслойного взаимодействия на всей границе раздела, тонкому ферромагнитному слою выгодно разбиться на домены доменными стенками, перпендикулярными границе раздела слоёв. Такая доменная стенка проходит через край атомной ступени на одной из двух границ раздела. Действительно, ступени делят границы раздела на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа – их антипараллельная ориентация. После разбиения тонкого ферромагнитного слоя на 180° домены в каждой области реализуется оптимальная ориентация параметров порядка.

Конечно, при этом энергия системы возрастает на величину энергии возникших доменных стенок, но в силу неравенства $R \gg d_f, d_{af}$ полидоменная фаза является более выгодной. Толщины таких доменных стенок, порожденных фрустрациями, намного меньше, чем толщины традиционных доменных стенок [6]. Причем важно, на какой границе раздела расположена атомная ступень. Если она расположена на границе с толстым ферромагнитным слоем, то 180° доменная стенка пронизывает два слоя: антиферромагнитную прослойку и тонкий ферромагнитный слой. Если же ступень расположена на границе с тонким ферромагнитным слоем, то 180° доменная стенка пересекает только этот слой. В прослойке в области существования такой доменной стенки возникают искажения антиферромагнитного параметра порядка, но вне этой области по разные стороны атомной ступени направления вектора антиферромагнетизма совпадают.

Моделирование и аналитические оценки на основе простых энергетических соображений показали, что структура доменной стенки существенно зависит от толщин слоев. Рассмотрим в качестве переменной величину d_{af} – толщину антиферромагнитной прослойки.

В области толщин прослойки $d_{af} < \gamma_{af} d_f$ толщина доменной стенки возрастает в тонком ферромагнитном слое от величины $\delta_{0f} \sim d_{af} / \gamma_{af}$ на границе с прослойкой до значения порядка d_f на свободной границе слоя.

В области значений толщин антиферромагнитной прослойки $d_f / \gamma_{af} > d_{af} > \gamma_{af} d_f$ уширением доменной стенки в тонком ферромагнитном слое можно пренебречь. Ее толщина определяется формулой $\delta_{0f} = (d_f d_{af} / \gamma_{af})^{1/2}$.

При больших толщинах d_{af} становится существенным, на какой именно границе раздела находится атомная ступень. Толщины доменных сте-

нок, порожденных ступенями на разных границах раздела, существенно отличаются. Если ступень расположена на границе между тонким ферромагнитным слоем и прослойкой, то искажения антиферромагнитного параметра порядка уже не захватывают всю толщину прослойки и доменная стенка приобретает вид доменной стенки в двухслойной системе [6]. Ее толщина в тонком ферромагнитном слое равна $\delta_{0f}^{(1)} \sim d_f / \gamma_{af}$. Если же доменная стенка порождена атомной ступенью на границе между толстым ферромагнитным слоем и прослойкой, то в рамках обменного приближения ее толщина в тонком ферромагнитном слое равна $\delta_{0f}^{(2)} \sim d_{af}$.

Поскольку в случае $d_f, d_{af} \sim 1$ нм значения толщин доменных стенок также составляют несколько нанометров, то при расстоянии между краями атомных ступеней порядка 10 нм, намного превосходящем толщины доменных стенок, в тонком ферромагнитном слое реализуется нанодоменное состояние. По мере уменьшения параметра R доменные стенки начинают перекрываться и нанодоменное состояние исчезает. В области $d_{af} > d_f / \gamma_{af}$ сначала начнут перекрываться стенки, порожденные ступенями на границе с толстым ферромагнитным слоем. При $R < d_{af}$ вблизи границы раздела с толстым ферромагнитным слоем в прослойке образуются статические спиновые вихри, а в оставшемся объеме прослойки вектор антиферромагнетизма ориентируется перпендикулярно намагниченности толстого ферромагнитного слоя. Тонкий ферромагнитный слой при этом находится в полидоменной фазе из-за доменных стенок, порожденных атомными ступенями на его границе с прослойкой. Ориентация намагниченности в доменах одного типа параллельна, а в доменах другого типа – антипараллельна вектору антиферромагнетизма.

Показано, что предложенная модель объясняет всю совокупность экспериментальных данных за исключением факта существования коллинеарного состояния намагниченностей ферромагнитных слоев в системе Fe/CoO/Fe в области малых толщин прослойки вместо нанодоменного состояния. Факт отсутствия доменов в этой области толщин прослойки может быть объяснен наличием ферромагнитных проколов в прослойке (pinholes), которого не учитывает предложенная модель.

1. M. Finazzi, L. Duo, and F. Ciccacci, Surf. Sci. Reports **64**, 139 (2009).
2. N. Rougemaille, M. Portalupi, A. Brambilla, P. Biagioni, A. Lanzara, M. Finazzi, A.K. Schmid, and L. Duo, Phys. Rev. B **76**, 214425 (2007).
3. A. Brambilla, P. Sessi, M. Cantoni, M. Finazzi, N. Rougemaille, R. Belkhou, P. Vavassori, L. Duo, and F. Ciccacci, Phys. Rev. B **79**, 172401 (2009).
4. K. Tomiyasu, T. Inami, and N. Ikeda, Phys. Rev. B **70**, 184411 (2004).
5. S.E. Inderhees, J.A. Borchers, K.S. Green, M.S Kim, K. Sun, G.L. Strycker, and M.C. Aronson, Phys. Rev. Lett. **101**, 117202 (2008).
6. А.И. Морозов, А.С. Сузов, ФТТ **46**, 385 (2004).

Коллективная спин-волновая динамика в связанных магнитных наноструктурах

А.С. Самардак¹, А.В. Огнев¹, М.Е. Стеблей¹, Л.А. Чеботкевич¹, Н. Ulrichs²,
V.E. Demidov², S.O. Demokritov²

¹Лаборатория тонкопленочных технологий, ДВФУ, ул. Суханова, д. 8, Владивосток.

²Institute for Applied Physics and Center for Nonlinear Science, University of Muenster, Corrensstrasse 2-4, Muenster.
e-mail: asamardak@gmail.com

Новая научная область – наноматематизм – привлекает внимание многих исследователей из-за широкого круга многообещающих практических применений в электронике. Наноматематизмы – перспективные элементы для создания высокоплотной энергонезависимой памяти, магнитных сенсоров, резонансных осцилляторов и высокочастотных генераторов. Наиболее важной исследовательской задачей в этой области является изучение динамических свойств наноразмерных магнитных структур. Для получения экспериментальных результатов в этой области наиболее подходящими инструментами являются бриллюэновское рассеивание света (БРС) и микроволновая спектроскопия, которые уже доказали свою применимость для изучения спин-волновой динамики [1, 2].

В спинтронике спиновые волны рассматриваются как механизм, ответственный за фазовую синхронизацию в массивах осцилляторов, работающих на основе эффекта передачи спинового момента вращения [3–8] и за выпрямление микроволновых токов, проходящих через ферромагнитные микроволновые волноводы [9–11]. Большое количество открытий и исследований в области спин-волновой динамики привело к формированию новой области исследований – магноники [12–15].

Благодаря уникальным свойствам спин-волнового спектра магнитные устройства предлагают новую функциональность, которая отсутствует в фотонных и электронных устройствах. Например, магнитными устройствами легко управлять внешним магнитным полем. Более того, магнитные наноструктуры – это, по сути, энергонезависимые элементы памяти, поэтому их интеграция с магнитными устройствами позволит создать программируемые устройства со сверхбыстрым перепрограммированием в пределах долей и единиц наносекунд. В магнитных средах хранения информации магнитные наноструктуры уже объединены с наноэлектроникой (например, считывающие головки жестких дисков и магнитная память с произвольной выборкой) и оптикой (например, магнитооптические диски).

Целью данной работы является исследование спин-волновой динамики в цепочках микроскопических магнитных структур, связанных наноразмерными магнитными мостиками разной ширины с использованием микрофокусного бриллюэновского рассеивания света. Важной задачей является изучение амплитудных и фазовых характеристик спиновых волн в микроструктурах, связанных ди-

поль-дипольным взаимодействием. Возможность контроля резонансных частот с помощью мощности СВЧ-колебаний и внешнего магнитного поля открывает перспективы создания новых программируемых магнитных устройств.

В исследуемых микроструктурах для возбуждения спиновых волн микроволновым излучением на поверхность естественно оксидированного кремния через литографический шаблон был осажден бислой Cr(10 нм)/Au(170 нм), выполняющий роль волновода. Длина волновода составляла 100 мкм, а ширина – 5 мкм, рис. 1. Для создания высококачественных пространственно-ограниченных магнитных структур в микрометровом и нанометровом масштабах была использована электронно-лучевая литография с последующим магнетронным осаждением слоя Ru (25 нм). С использованием техники «взрывной литографии» (lift-off) были получены цепочки из трех Ru-дисков с диаметром 1 мкм, соединенных пермаллоевыми мостиками длиной 20 нм и шириной 100; 200 и 300 нм. Информация о возбуждаемых спин-волновых модах была получена с помощью установившегося микрофокусного бриллюэновского рассеивания света с диаметром пучка 250 мкм. Эта техника позволяет проводить измерения частоты, фазы и амплитуды спиновых волн с пространственным и временным разрешением. Измерения были проведены при приложении постоянного магнитного поля в плоскости магнитных дисков, но перпендикулярно оси цепочки.

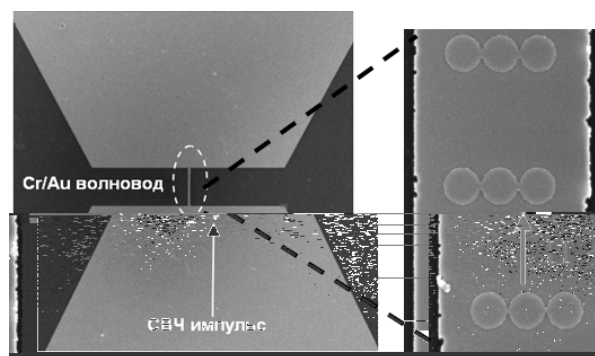


Рис. 1. Изображение микроволнового Cr/Au-волновода, соединяющего золотые контакты, подключенные к источнику СВЧ-импульсов. Увеличенное изображение участка волновода демонстрирует расположение цепочек магнитных микродисков, соединенных наномостиками разной ширины, и направление внешнего магнитного поля

В процессе исследования были определены волновые моды и изучена их зависимость от по-

стоянного магнитного поля и величины микроволнового сигнала возбуждения. На рис. 2 представлены основные результаты исследования. На рис. 2, *a* видны резонансные частоты f_1 и f_2 , которые соответствуют собственным частотам двух разных коллективных волновых мод, возникающих в цепочке микродисков. Измерения резонансных частот f_1 и f_2 в зависимости от приложенного постоянного магнитного поля (рис. 2, *b*) не выявили сдвига резонансных пиков друг относительно друга.

Используя фазово-чувствительную технику БРС, были построены карты волновых мод с пространственным разрешением, полученные на частотах f_1 (рис. 2, *c*) и f_2 (рис. 2, *d*). Такая техника выделяет сигнал, который пропорционален локальной амплитуде осцилляций намагниченности, умноженной на косинус их фазового сдвига по отношению к фазе микроволнового сигнала возбуждения. Было установлено, что в цепочках микродисков формируются две фундаментальные коллективные моды, одна из которых характеризуется синфазными, а другая противофазными осцилляциями намагниченности.

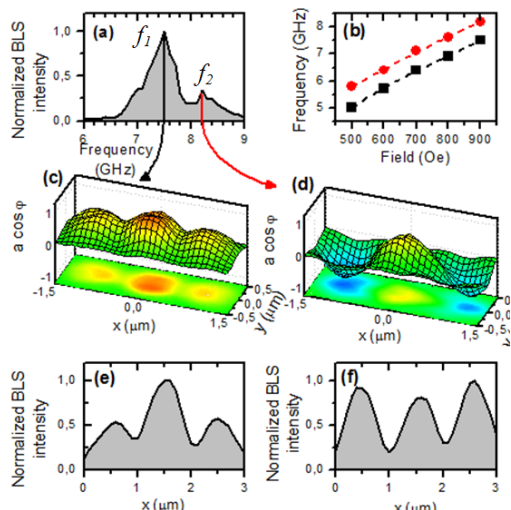


Рис. 2. (a) Частотный спектр нормированной интенсивности БРС, снятый со среднего магнитного диска в цепочке (рис. 1) в постоянном магнитном поле $H=900$ Э и при мощности микроволнового излучения 10 мкВт. Наблюдается два резонансных пика. (b) Зависимость частоты резонансных пиков от величины приложенного магнитного поля H . (c) и (d) Нормированные пространственные карты спин-волновых мод с фазовым разрешением, полученные для двух резонансных частот. (e) и (f) Нормированные профили пространственных карт спин-волновых мод для резонансных частот. Построенные значения пропорциональны квадрату локальной амплитуды осцилляций намагниченности.

На рис. 2, *e* и *f* представлены центральные срезы пространственных карт для двух волновых мод (рис. 2, *c* и *d*). Видно, что в случае противофазных осцилляций намагниченности в дисках их амплитуда примерно одинакова для всех трех дисков. Для синфазных осцилляций наблюдается более высокая амплитуда в центральном диске. Такое поведение подтверждает наличие связанных спин-волновых мод в цепочке микродисков.

Было изучено влияние наноразмерных мостиков длиной 20 нм и шириной от 100 до 300 нм на спин-волновую динамику цепочки. Результаты исследования показали, что основные характеристики спин-волновых мод практически не зависят от приложенного магнитного поля и геометрии мостиков, но очень чувствительны к нелинейному режиму. Измерения с разрешением по фазе подтверждают возбуждение в системе дисков первой и третьей пространственных гармоник.

1. Demokritov, S.O. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin // Phys. Rep. 2001. V. 348. P. 441-489.

2. Demokritov, S.O. Micro-Brillouin Light Scattering Spectroscopy of Magnetic Nanostructures / S.O. Demokritov, V.E. Demidov // IEEE Trans. Mag. 2008. V. 44. P. 6-12.

3. Kaka S. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators / Kaka S., Pufall M.R., Rippard W.H., Silva T.J., Russek S.E., Katine J.A. // Nature. 2005. V. 437. P. 389-392.

4. Mancoff F.B., Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices / Mancoff F.B., Rizzo N.D., Engel B.N., Tehrani S. // Nature. 2005. V. 437. P. 393-395.

5. Pufall M.R. Electrical Measurement of Spin-Wave Interactions of Proximate Spin Transfer Nanooscillators / Rippard W.H., Russek S.E., Kaka S., Katine J.A. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 087206-087210.

6. Choi S. Double-contact spin-torque nano-oscillator with optimized spin-wave coupling: Micromagnetic modeling / Choi S., Kim S.K., Demidov V.E., Demokritov S.O. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 083114-083117.

7. Hrkac G. Mutual phase locking in high-frequency microwave nano-oscillators as a function of field angle / Hrkac G., Schrefl T., Bance S., Allwood D., Goncharov A., Dean J., Suess D. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. P. L111-L115.

8. Hrkac G. Micromagnetics of single and double point contact spin torque oscillators / Hrkac G., Schrefl T., Dean J., Goncharov A., Bance S., Allwood D., Suess D., Fidler J. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 083923-083931.

9. Yamaguchi A. Broadband ferromagnetic resonance of Ni81Fe19 wires using a rectifying effect / Yamaguchi A., Motoi K., Hirohata A., Miyajima H., Miyashita Y., Sanada Y. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 104401-104412.

10. Yamaguchi A. Magnetic field dependence of rectification radio frequency current flowing through a single layered ferromagnetic wire / Yamaguchi A., Motoi K., Miyajima H., Nakatani Y. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 07D301-07D303.

11. Yamaguchi A. Anomalous Hall voltage rectification and quantized spin-wave excitation induced by simultaneous application of dc and rf currents in a single-layered Ni81Fe19 nanoscale wire // Yamaguchi A., Motoi K., Hirohata A., Miyajima H. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 224409-224420.

12. Vasseur J.O. Magnon band structure of periodic composites / Vasseur J.O., Dobrzynski L., Djafari-Rouhani B., Puszkariski H. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 1043-1049.

13. Kruglyak V.V. Damping of spin waves in a real magnonic crystal / Kruglyak V.V., Kuchko A.N. // J. Magn. Magn. Mater. 2004. V. 272-276. P. 302-303.

14. Kruglyak V.V. Magnonics: Experiment to prove the concept / Kruglyak V.V., Hicken R.J. // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V.306. P. 191-193.

15. Neusser S. Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale / Neusser S., Grundler D. // Adv. Mater. 2009. V. 21. P. 2927-2932.

Определение спиновой структуры инварных пленок методом спин-поляризованной электронной спектроскопии

В.Н. Петров, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург.
e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

В процессе поиска эффектов и материалов для спиновой электроники все более популярными становятся многокомпонентные магнитные системы. Особенно интересны материалы, проявляющие ферромагнитные (ФМ) и антиферромагнитные (АФМ) свойства, а также материалы, в которых происходят ФМ-АФМ-переходы.

К ним относятся сплавы железа и никеля, в которых при различных концентрациях компонентов наблюдается ряд аномальных явлений, в числе которых особое место занимает инварный эффект. Он заключается в крайне низком значении коэффициента теплового расширения в определенном диапазоне температур и может наблюдаться при концентрациях никеля в 30–45 %. Этот эффект непосредственно связан с явлением магнитострикции, которое заключается в том, что при изменении состояния намагниченности тела изменяются его объем и линейные размеры. Магнитострикция в случае инварных сплавов практически полностью компенсирует тепловое расширение [1].

Целью данной работы было создание инварной концентрации элементов на поверхности кристалла $\text{FeNi}_3(110)$ и исследование локальных магнитных свойств поверхности при таких концентрациях.

Для исследований использовались методы спин-поляризационной вторично-электронной спектроскопии (СПВЭС) и спин-поляризационной электронной оже-спектроскопии (СПЭОС).

На начальном этапе была проведена калибровка напыления железа на поверхность образца. Калибровка проводилась посредством записи традиционных оже-спектров [2].

На следующем этапе работы проводились исследования методом СПВЭС. Измерялась зависимость спиновой поляризации вторичных электронов образца от его намагниченности.

На рис. 1, *a* представлена кривая поляризации вторичных электронов как функции от величины тока, протекающего по спирали намагничивания. Подобные зависимости наблюдались в широком диапазоне энергий электронов, соответствующих положению пиков Fe и Ni.

Набор данных в эксперименте проводился посредством многократного сканирования по токам намагничивания. Из рис. 1, *a* видно, что зависимость представляет собой типичную петлю гистерезиса, вид которой характерен для ферромагнитных материалов. Стрелками указано направление изменения тока и соответствующая ему экспериментальная кривая. Из величин токов, связанных с магнитным переходом, была определена коэрцитивная сила H_c . Она составила величину 64 А/м.

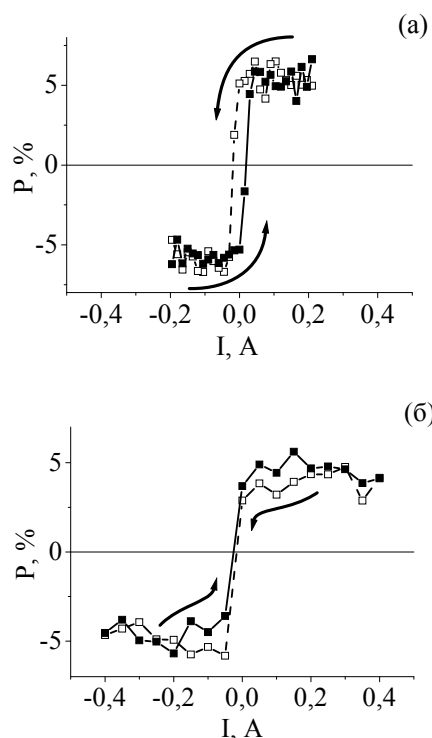


Рис. 1. Зависимости спиновой поляризации вторичных электронов поверхности образца $\text{FeNi}_3(110)$ от тока намагничивания при различной толщине напылённой плёнки железа: *a* – очищенный образец; *b* – около 0,5 монослоя железа на поверхности

На рис. 2, *б* представлена петля гистерезиса после напыления на поверхность железа, соответствующего покрытию в $\sim 0,5$ моноатомного слоя. Из рисунка видно, что: во-первых, происходит уменьшение коэрцитивной силы H_c . Уменьшение коэрцитивной силы при напылении магнитных плёнок на поверхность кристаллов является достаточно типичным явлением. В основном это связано с возникновением значительной магнитной анизотропии, направленной вдоль поверхности образца.

Во-вторых, на «крыльях» гистерезиса при токах намагничивания в диапазоне от $-0,2$ А до $0,2$ А возникает «аномальное» расщепление кривой. В отличие от «нормального» гистерезиса (см. стрелки на рис. 1, *a*), в данном случае происходит «аномальное» уменьшение модуля поляризации при уменьшении магнитного поля. Это также показано стрелками на рис. 1, *б*. Такое поведение петли гистерезиса наблюдается в пределах толщин $0,5 \div 1,5$ монослоя.

Дальнейшее напыление железа приводило к пропаданию расщепления и ещё большему

уменьшению коэрцитивной силы образца, вместе с возрастанием поляризации вторичных электронов.

При объяснении вида полученной зависимости было выдвинуто предположение о том, что поверхность FeNi_3 с напылённой на неё плёнкой Fe демонстрирует антиферромагнитные свойства.

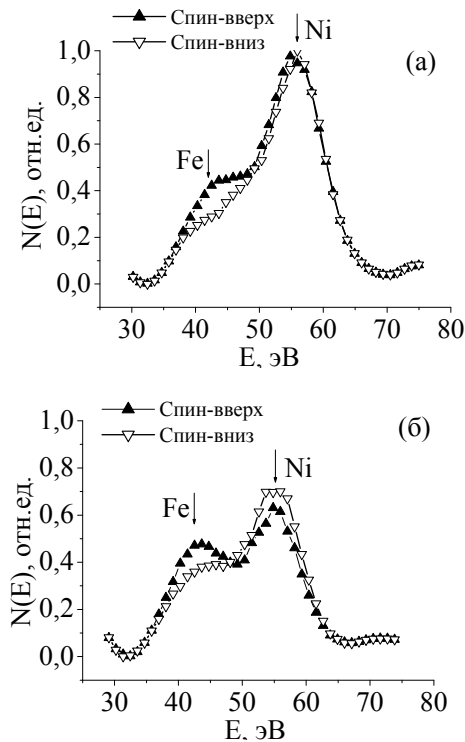


Рис. 2. Спин-разрешенные оже-спектры поверхности $\text{FeNi}_3(110)$ при различной толщине напылённого железа: *a* - очищенный образец; *б*, *в* - около 0,5 монослоя и 3 монослоев железа на поверхности соответственно; на рисунке представлены оже-пики $M_3M_{45}M_{45}(3p3d3d)$ железа и $M_3M_{23}M_{23}(3p3d3d)$ никеля

Для определения локальных магнитных свойств поверхности FeNi_3 с напылённой на неё плёнкой Fe были проведены измерения методом СПЭОС. В работе записывались оже-спектры с разрешением по спину. Отметим, что спиновая поляризация традиционно представляется не на производной оже-спектров, а непосредственно на спектрах.

На рис. 2, *a* показан спектр поверхности чистого образца FeNi_3 . Спектр состоит из двух кривых: для направления спина электрона вверх и для направления спина электрона вниз. Первая кривая отмечена чёрными треугольниками, вторая – светлыми. На спектре отчётливо видны два пика: пик железа при энергии 42 эВ и пик никеля при энергии 57 эВ. Видно, что отношение амплитуд пиков на этом рисунке составляет примерно 1:3, что хорошо соответствует формульному описанию образца (FeNi_3). Также видно, что пик железа поляризован, в то время как пик никеля имеет незначительную поляризацию. Это говорит о большом магнитном моменте атомов Fe в сплаве FeNi_3 , в отличие от Ni.

На рисунке 2, *б* показан спин-разрешённый спектр образца с ~0,5 монослоя железа на его по-

верхности. Из рисунка видно, что напыление железа привело к появлению существенной поляризации оже-пика никеля. При этом поляризация оже-пика имеет противоположный знак по сравнению с поляризацией пика железа. При напылении также возросла амплитуда оже-пика железа, поляризация пика железа при этом практически не изменилась.

Напыление железа толщиной более 1,5 монослоя приводило к исчезновению отрицательной поляризации пика никеля. При этом амплитуда пика железа продолжала расти.

Простое объяснение такому поведению поверхности системы $\text{FeNi}_3 - \text{Fe}$ можно дать на основе модели локализованных магнитных моментов. Из литературных источников известно, что при возникновении локализованного магнитного момента эффективные размеры атома увеличиваются. Также известно, что атомы железа в антиферромагнитном состоянии занимают меньший объём, чем в ферромагнитном [1].

Обменный интеграл (J) – это величина, зависящая от степени перекрытия распределений заряда атомов i и j . В модели Гейзенберга он входит в выражение для энергии взаимодействия двух атомов: $U = -2J S_i S_j$, где J – обменный интеграл, S_i, S_j – спины первого и второго атомов соответственно. Распределение заряда в системе из двух электронов вследствие принципа Паули зависит от взаимного расположения их спинов. Электростатическая энергия системы будет зависеть от относительной ориентации спинов. Разность энергий, отвечающих двум этим ситуациям, определяет обменную энергию.

Сплавы переходных металлов A и B , в которых среди трёх типов обменных интегралов J_{AA} , J_{AB} , J_{BB} имеются как положительные, так и отрицательные величины, называются системами со смешанным обменным взаимодействием.

Согласно представленным экспериментальным данным, при толщине плёнки железа примерно в 0,5 монослоя и более на поверхности образца $\text{FeNi}_3 - \text{Fe}$ наблюдается антиферромагнитное по отношению к объёму упорядочение магнитных моментов атомов никеля. Напыление тонкой плёнки железа приводит к изменению элементного состава приповерхностной области и, по-видимому, к уменьшению межплоскостного расстояния на поверхности, что в свою очередь приводит к возникновению антиферромагнитного упорядочения. Таким образом, исходя из экспериментальных результатов, обменные интегралы, связанные с взаимодействием атомов Fe-Fe и Ni-Ni, в данном случае будут положительны, а обменный интеграл, связанный с взаимодействием Fe – Ni, – отрицателен.

1. Седов, В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. М.: Наука, 1987. 288 с.

2. Бриггс, Д. Анализ поверхности методами оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Д. Бриггс, М.П. Сих. М.: Мир, 1987. 600 с.

"Железные" высокотемпературные сверхпроводники

В.М. Пудалов¹, Т.Е. Шаныгина^{1,2}, Я.Г. Пономарев², С.А. Кузьмичев²,
О.Е. Омеляновский¹, А.В. Садаков¹, А.С. Усольцев¹, Д.Р. Гизатулин¹, К.С. Перваков¹,
Ю.Ф. Ельцев¹, Е.П. Хлыбов³

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

² Московский государственный университет, Москва.

³ Институт физики высоких давлений РАН, Троицк, Московской обл.

e-mail: pudalov@lebedev.ru

Открытие в 2008 г. нового класса высокотемпературных сверхпроводников на основе FeAs и FeSe [1, 2] было совершенно непредвиденным событием и стимулировало интенсивные исследования этих материалов. К настоящему времени синтезированы соединения уже, как минимум, шести классов [3], в частности класса 11 – типичный представитель FeSe(Te), класса 122 – Ba(K)Fe₂As₂, и класса 1111 с наиболее высокими значениями T_c , REFeAsO(F) (где RE=La, Sm, Dy, Gd, Eu, ...). Наивысшая критическая температура $T_c = 54$ К получена (при оптимизированном дефиците по кислороду $x=0.2$) в SmFeAsO_{1-x} [4] и $T_c=56$ К (при частичном замещении Gd на Th) в Gd_{0.8}Th_{0.2}FeAsO [5].

В некоторых отношениях эти соединения схожи с оксидами купратов – та же слоистая квазидвумерная структура и пространственное разделение слоев резервуаров носителей заряда и слоев, в которых происходит сверхпроводящее спаривание. Однако большая часть других свойств резко отличает их от купратных ВТСП и потому исследование “железных” сверхпроводящих материалов обещает новую интересную физику [3]. В настоящее время ключевыми исследуемыми вопросами являются а) механизм влияния допирования, б) механизм спаривания, в) симметрия параметра порядка, г) величина и анизотропия сверхпроводящих щелей в энергетическом спектре.

Высокий интерес к этим соединениям был также стимулирован теоретическим предложением того, что сверхпроводимость в них, возможно, вызвана магнитными флуктуациями [6]. Другая особенность этих соединений, привлекающая исследователей, заключается в комбинации магнитного упорядочения и сверхпроводящего спаривания в одном и том же материале [5].

Теоретически рассчитанная поверхность Ферми для систем класса 1111 [7–9] состоит из вложенных друг в друга квазидвумерных дырочных цилиндров, центрированных в точке Γ , и двух вложенных электронных цилиндров в точках M в первой зоне Бриллюэна. В рамках так называемой минимальной двухзонной модели рассматриваются две эффективные двумерные зоны [10, 11]. Соответственно многие из полученных экспериментальных данных указывают на то, что слоистые ВТСП материалы на основе железа являются многозонными сверхпроводниками с s-типом симметрии параметра порядка [3].

Измерения сдвига Найта [12] однозначно показали, что в соединениях 1111 происходит спаривание спин-синглетного типа. Что касается симметрии параметра порядка, то в литературе сообщались аргументы в пользу как s^{\pm} [13, 14], так и s^{++} -типа [15]. Таким образом, симметрия параметра порядка в соединениях 1111 остается неясной и требует экспериментального исследования. С механизмом спаривания тесно связана величина и структура сверхпроводящей щели Δ .

Измерения ARPES в настоящее время не обеспечивают разрешение, достаточное для выявления тонких деталей Δ , масштаба долей мэВ; таким образом, этот параметр почти исключительно определяется в экспериментах по точечной микроконтактной спектроскопии, таких как сканирующая туннельная спектроскопия, а также туннельная (SIS) и микроконтактная спектроскопия андреевского отражения (SN и SNS). Тем не менее, несмотря на такой узкий круг экспериментальных методов, значения Δ , получаемые на материалах класса 1111, оказываются довольно противоречивыми даже для наиболее интенсивно изученного материала SmO(F)FeAs.

В данной работе были синтезированы поликристаллические ВТСП-материалы состава GdFeAsO(F), EuFeAsO(F), DyFeAsO(F) [16] и проведены измерения вольт-амперных характеристик на микроконтактах S-N-S, на микросколе, генерируемом в криостате при температуре 4.2 К. До настоящего времени измерения щели в GdFeAsO(F) не проводились.

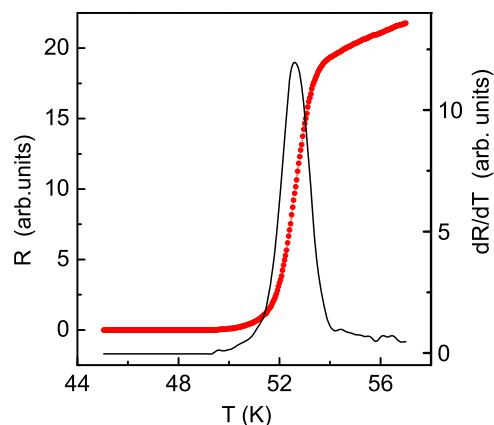


Рис. 1. Сверхпроводящий переход в поликристаллическом образце GdO_{0.88}F_{0.12}FeAs. Критическая температура $T_c=52.5$ К определена по максимуму dR/dT

На рисунке 1 показана типичная температурная зависимость сопротивления. Резкий и узкий переход при 52.5 К свидетельствует о хорошем качестве образца.

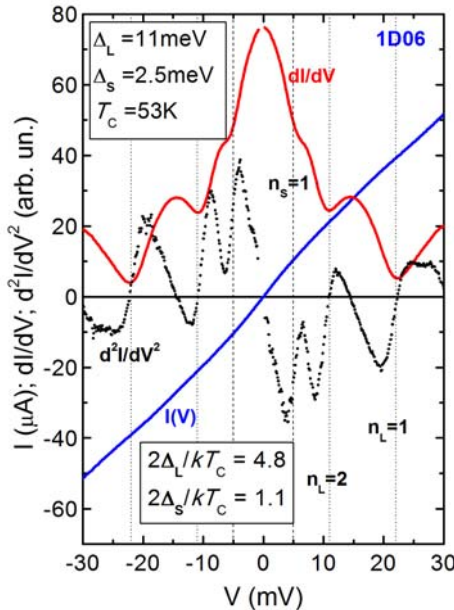


Рис. 2. Типичные зависимости $I(V)$, $dI(V)/dV$ и $d^2I(V)/dV^2$ для одиночного SNS-контакта 1D06 при $T = 4.2$ К. Отмечены особенности, соответствующие большой щели $n_L=1$, $n_L=2$ и малой щели $n_S=1$

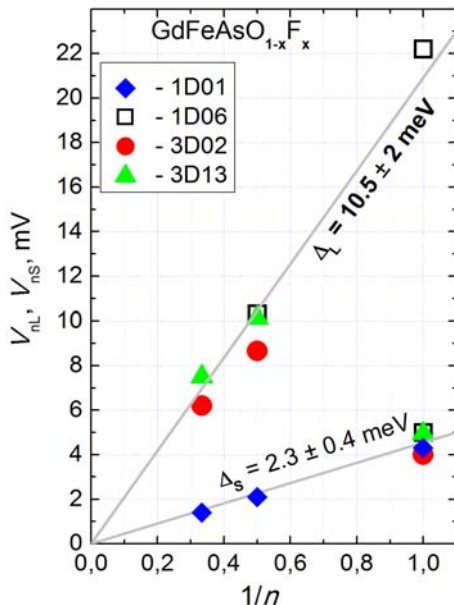


Рис. 3. Сводка измерений V_n в зависимости от $1/n$ для четырех контактов

Показанные на рисунке 2 вольт-амперные характеристики являются типичными для одиночного симметричного SNS-контакта с избыточным током при нулевом смещении. В таких контактах следует ожидать серии субгармонических особенностей при напряжениях смещения $V = 2\Delta/en$. Действительно, в большинстве исследованных контактов (~ 30) выявлялись две серии субгармо-

нических особенностей, как видно на рисунке 2. Рисунок 3 демонстрирует, что эти особенности неплохо укладываются на ожидаемую зависимость $V_n \propto 1/n$.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о двухщелевой сверхпроводимости в соединении $\text{GdFeAsO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$. Значения двух щелей, определенные при $T=4.2$ К, составляют $\Delta_L = (10.5 \pm 2)$ мэВ и $\Delta_S = (2.3 \pm 0.4)$ мэВ. Оценка отношения $2\Delta_L/kT_c = 4.8$ (для $T_c=53$ К) превышает стандартное БКШ-значение 3.52 для однощелевого сверхпроводника в пределе слабой связи, тогда как для малой щели отношение $2\Delta_S/kT_c = 1.1$ меньше стандартного БКШ-значения. С учетом нормального знака изотопического эффекта для Fe [18] полученные нами значения отношения $2\Delta_{L,S}/kT_c$ означают, что в данном сверхпроводнике в дырочных зонах, возможно, имеется сильная электрон-фононная связь, а значение $2\Delta_S/kT_c$ для малой щели определяется наличием межзонной связи.

Данная работа поддержана грантами РФФИ, РАН, а также Министерства образования и науки.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **30**, 3296 (2008).
2. H. Takahashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano, H. Hosono, Nature, **453**, 376 (2008).
3. D. C. Johnston, Adv. Phys. **59**, 803 (2010); М.В. Садовский, УФН, **178** 1201 (2008); А.Л. Ивановский, УФН **178**, 1273 (2008); Ю.А. Изюмов, Е.З. Курмаев, УФН **178**, 1307 (2008).
4. R.H. Liu, G. Wu, T. Wu, et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 087001 (2008).
5. C. Wang, L. Li, S. Chi, et al., Europhys. Lett. **83**, 67006 (2008).
6. I.I. Mazin, D.H. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008); I.I. Mazin et al. Phys. Rev. B **78**, 085104 (2008).
7. D.J. Singh, M.H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008); D.J. Singh, Physica C **469**, 418 (2009).
8. I.A. Nekrasov, Z.V. Pchelkina, M.V. Sadovskii, Письма в ЖЭТФ **88**, 155 (2008).
9. A.I. Coldea, J.D. Fletcher, A. Carrington et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 216402 (2008).
10. S. Raghu, X.-L. Qi, C.-X. Liu, D.J. Scalapino, S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **77**, 220503(R) (2008).
11. J. Li, Y.P. Wang, Chin. Phys. Lett. **25**, 2232 (2008).
12. H. Mukuda, N. Terasaki, M. Yashimaa, H. Nishimura, Y. Kitaoka, A. Iyo, Physica C **469**, 559 (2009).
13. Y.R. Zhou, Y.R. Li, J.W. Zuo, et al. arXiv:0812.3295.
14. C.-T. Chen, C.C. Tsuei, M.B. Ketchen, Z.-A. Ren, Z.X. Zhao, Nature Physics. **6**, 260 (2010).
15. I.I. Mazin, J. Schmalian, arXiv: 0901.4790.
16. E.P. Khlybov, O.E. Omelyanovsky, A. Zaleski, A. Sadakov, D.R. Gizatulin, L.F. Kulikova, I.E. Kostyleva, V.M. Pudalov, Письма в ЖЭТФ **90** (5), 429 (2009).
17. T.E. Shanygina, Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, S.N. Tchesnokov, O.E. Omelyanovskii, A.V. Sadakov, Yu.F. Eltsev, A.S. Dormidontov, V.M. Pudalov, A.S. Usoltsev, E.P. Khlybov, Письма в ЖЭТФ, **93**(2), 95 (2011).
18. R.H. Liu, T. Wu, G. Wu, H. Chen, Nature **459**, 64 (2009).

Электронный транспорт в гетероструктурах с межзонным типом спаривания

И. А. Девятков¹, А. В. Бурмистрова¹, Т. Ю. Карминская¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, 119899.
e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

Исследование недавно открытой высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] возобновило интерес к необычным видам спаривания в многозонных материалах. При этом численные расчеты показали, что в ферропниктидах необходим учет межзонного спаривания [2].

В данной работе была предложена теория электронного транспорта через S - N -переходы и F - F' - S -переходы, где S – сверхпроводник с межзонным спариванием, N – нормальный металл, $F(F')$ – ферромагнитные слои с различными направлениями намагниченности. Показано, что различие эффективных масс в двух зонах ферропниктида, описываемого “минимальной моделью” [2], приводит к асимметрии по напряжению ВАХ (вольт-амперных характеристик) S - N -переходов и к появлению двух особенностей на ВАХ [3]. Учтено влияние на электронный транспорт тока и тепла дополнительных ферромагнитных слоев и наведенных в них триплетных корреляций. Рассчитана температурная зависимость параметра порядка сверхпроводника с межзонным типом спаривания.

Мы рассмотрим процесс электронного транспорта в структуре, изображенной на рис. 1.

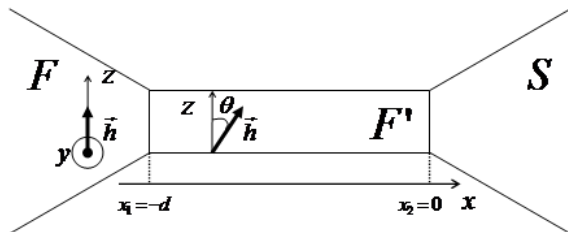


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой F - F' - S -структуры. F , F' – ферромагнетики с различным направлением намагниченности, S – сверхпроводник, θ – угол разориентации

Она представляет собой конструкцию, состоящую из массивного сверхпроводящего (S) электрода, граничащего с ферромагнитной (F') нитью, поперечные размеры которой существенно меньше длины когерентности сверхпроводника. Это условие позволяет не учитывать подавление сверхпроводимости в S -электроде и считать его находящимся в сверхпроводящем состоянии с независящим от координат параметром порядка. Ферромагнитная нить, в свою очередь, граничит с массивным ферромагнитным (F) электродом. Оба ферромагнетика являются монодоменными материалами с векторами намагниченности, лежащими в одной плоскости, например y - z , но могущими составлять между собой угол разориентации θ ,

изменение которого меняет электронные транспортные свойства рассматриваемой структуры. При этом, не уменьшая общности, можно считать, что в области F угол между вектором намагниченности и осью z равен 0 , а в области F' этот угол (угол разориентации) равен θ . При расчетах мы ограничимся случаем прозрачной F - F' -границы и будем считать, что напряжение U , приложенное к структуре, падает на F' - S -границе. Также мы будем считать длину нити меньше длины упругого рассеяния в F' -электроде. Данная структура может использоваться в качестве электронного микрофрижера Пельтье типа [3]. Изображенная на рис. 1 конструкция соответствует также и S - N -переходу, если устремить к нулю длину d нити F' и считать равным нулю обменное поле \mathbf{h} .

Гамильтониан такой системы имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H &= \sum_j \int d^3 r \{ H_{0,j}(\mathbf{r}) + H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) + H_{\mathbf{h},j}(\mathbf{r}) \}, \\ H_{0,j}(\mathbf{r}) &= \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha,j}^{\dagger}(\mathbf{r}) \varepsilon_j \Psi_{\alpha,j}(\mathbf{r}), \\ H_{\Delta,j}(\mathbf{r}) &= \frac{\Delta}{2} \sum_{\alpha\beta} (\sigma_y)_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha,j}^{\dagger}(\mathbf{r}) \Psi_{\beta,j}^{\dagger}(\mathbf{r}) + h.c., \\ H_{\mathbf{h},j}(\mathbf{r}) &= \sum_{\alpha\beta} (\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha,j}^{\dagger}(\mathbf{r}) \Psi_{\beta,j}(\mathbf{r}) + h.c., \end{aligned} \quad (1)$$

где индекс $j=1, 2$ нумерует зоны ферропниктида, $\alpha(\beta) = \uparrow, \downarrow$ – проекции спина, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрицы Паули, \mathbf{h} – обменное поле, $\Psi_{\alpha,j}^{\dagger}(\mathbf{r})$ ($\Psi_{\alpha,j}(\mathbf{r})$) – полевой оператор рождения (уничтожения) электрона в точке с координатой \mathbf{r} , принадлежащего j -й зоне и имеющего проекцию спина α , $\varepsilon_j = \left(-\frac{\mathbf{v}^2}{2m_j} - E_F - V(\mathbf{r}) \right)$ – одночастичный оператор энергии квазичастицы j -й зоны, m_j – эффективная масса квазичастицы в j -й зоне, $V(\mathbf{r})$ – не зависящий от спина потенциал, $\Delta(\mathbf{r})$ – параметр порядка, $h.c.$ обозначает эрмитово сопряжение. Первое слагаемое в фигурных скобках в (1) $H_{0,j}(\mathbf{r})$ описывает одночастичный гамильтониан j -й зоны, второе слагаемое $H_{\Delta,j}(\mathbf{r})$ описывает межзонное спаривание электронов [2], а третье слагаемое $H_{\mathbf{h},j}(\mathbf{r})$ описывает обменное взаимодействие в ферромагнетике. Гамильтониан (1) описывает и S - N - переход в пределе $\mathbf{h}=0$.

Исходя из гамильтониана (1) нами были получены уравнения Боголюбова, соответствующие рассматриваемой задаче, новые выражения для коэффициентов Боголюбова, относящиеся к межзонному типу спаривания, отличные от коэффициентов теории БКШ [4], определены физически допустимые состояния, соответствующие прошедшим через S - N - и S - F -границу и отраженным от нее электронным и дырочным волнам, получе-

ны граничные условия для волновых функций на S - N -границе. Эти результаты являются новыми и не переходят в формулы теории БТК [4]. Нами были рассчитаны коэффициенты вероятностей процессов нормального и андреевского отражения для каждой из зон ферропниктида. Показано, что характерной особенностью этих коэффициентов является их асимметрия в отрицательной и положительной областях энергии, что является следствием различия эффективных масс электронов в зонах и следующей из этого асимметрии спектра возбуждений сверхпроводника с межзонным типом спаривания относительно нулевого значения энергии. Нами было получены выражения для электрического тока и потока тепла для одной поперечной моды представленной на рис. 1 конструкции.

На рис. 2 представлены ВАХ рассматриваемого S - N -перехода для различных значений параметра $Z = m_e H / k_F$, где m_e – масса свободного электрона, $k_F = \sqrt{2m_e E_F}$, E_F – энергия Ферми, H – коэффициент при δ -функциональном потенциальном барьере на S - N -границе. Параметр Z характеризует степень прозрачности на S - N -границе. На представленных на рис. 2 ВАХ при $Z=3$ видны особенности при значениях напряжения $U = \pm \delta_{1,2} / e$, где e – заряд электрона, а величины $\delta_{1,2}$ связаны с параметром порядка межзонного спаривания Δ и эффективными массами электронов в зонах m_j следующим соотношением:

$$\delta_i = -(-1)^i \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} E_F + \frac{2\sqrt{m_1 m_2}}{m_1 + m_2} \Delta. \quad (2)$$

Вышеупомянутые особенности на ВАХ четко прослеживаются на представленной на вставке к рис. 2 дифференциальной проводимости S - N -перехода.

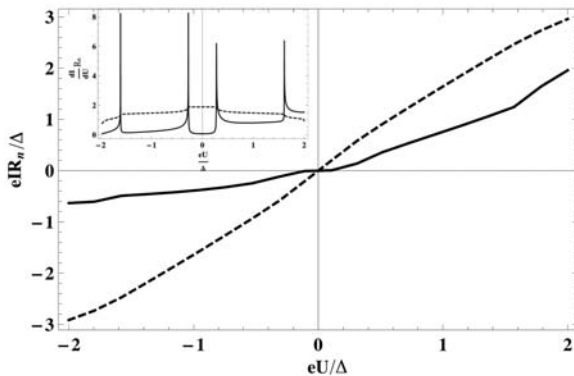


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики S - N -перехода для значения параметра $Z=0$ (штриховая линия) и $Z=3$ (сплошная линия) при нулевой температуре, R_n – проводимость перехода в нормальном состоянии. На вставке: дифференциальная проводимость S - N -перехода

Представленные на рис. 2 теоретические результаты согласуются с экспериментами [5, 6], в которых наблюдались как две щелевые особенности на ВАХ [5], так и асимметрия ВАХ при положительных и отрицательных значениях энергии [6]. Необходимо отметить, что двум особенностям

(отдельно при положительных и отрицательных значений напряжения) на ВАХ на рис. 2 соответствует один параметр межзонного спаривания Δ , рассчитанная температурная зависимость которого отличается от предсказаний теории БКШ [3].

На рис. 3 представлены рассчитанные нами зависимости максимального теплового потока охлаждения через представленную на рис. 1 структуру F - F' - S -типа от угла разориентации θ в случае сверхпроводника S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и со сверхпроводником S БКШ-типа (пунктир). Из представленных на рис. 3 зависимостей следует возможность управления тепловым потоком охлаждения в монокристаллических структурах F - F' - S -типа путем изменения угла разориентации направлений намагниченностей в доменах θ как для структур со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания, так и со сверхпроводником S БКШ типа. Из сравнения представленных на рис. 3 зависимостей следует, что тепловой поток в структуре F - F' - S с сверхпроводником S с межзонным типом спаривания убывает с увеличением угла разориентации θ существенно быстрее, нежели тепловой поток аналогичной структуры со сверхпроводником S БКШ-типа из-за наводимых в ней триплетных корреляций [3].

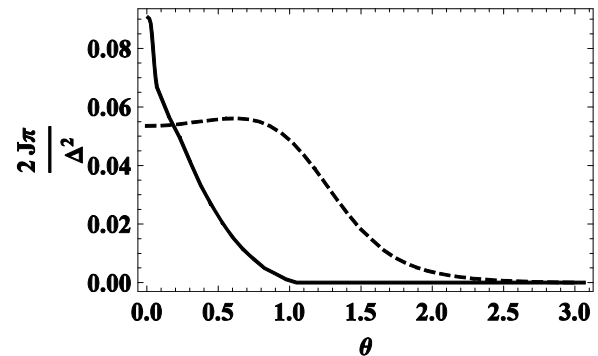


Рис. 3. Зависимость максимального теплового потока охлаждения через F - F' - S структуру со сверхпроводником S с межзонным типом спаривания (сплошная линия) и БКШ-типа (пунктир) от угла разориентации θ . Прозрачность S - F' -границы равна 0.99, толщина F' -слоя такая, что $k_F = 40$, температура $T = 0.38\Delta$, величина обменного поля $h_0 = 1.05 E_F$

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-12351-офи_м, 10-02-90014-Бел_а.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Horosho, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. A. Moreo, M. Daghofer, A. Nicholson, and E. Dagotto, Phys. Rev B **80**, 104507 (2009).
3. А.В. Бурмистрова, Т.Ю. Карминская, И.А. Девятков, Письма в ЖЭТФ **93**, 318 (2011).
4. G.E. Blonder, M. Tinkham and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B **24**, 4515 (1982).
5. F. Hunte, J. Jaroszynsky, A. Gurevich, D.C. Larbaletier, R. Jin, A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, D.K. Christen & D. Mandrus, Nature Letters, **453**, 903 (2008).
6. T.Y. Chen, Z. Tesanovic, R.H. Liu, X.H. Chen & C.L. Chien, Nature Letters, **453**, 1224 (2008).

Поиск вихревых возбуждений в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ выше критической температуры с помощью ЭПР

Ю.И. Таланов¹, Л.Ф. Салахутдинов¹, Т. Адачи², Р.И. Хасанов³

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань.

² Department of Applied Physics, Tohoku University, Sendai, Japan.

³ Laboratory for Muon-Spin Spectroscopy, Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland.

e-mail: talanov@kfti.knc.ru

Необычные свойства высокотемпературных сверхпроводников в псевдощелевом состоянии (выше критической температуры T_c) исследуются различными методами. С помощью туннельной микроскопии удалось показать наличие некогерентных куперовских пар в этих материалах при температурах выше перехода из сверхпроводящего (СП) состояния в нормальное [1]. В некоторых ВТСП-соединениях выше T_c был обнаружен эффекта Нернста большой величины [2], который обычно наблюдается в СП-состоянии и обусловлен движением вихрей. Этот экспериментальный факт дал авторам [2] основание для предположения о существовании вихревой структуры в области температур выше критической. Эта гипотеза вызвала оживленную дискуссию в литературе. Было предложено несколько альтернативных способов объяснения этого явления (см., например, [3, 4]).

Мы использовали метод ЭПР-декори-рования для выявления мелкомасштабных магнитных образований, каковыми являются вихревые возмущения в сверхпроводящих материалах. Этот метод был предложен А. Дульчицем [5] для изучения распределения поля в решетке абрикосовских вихрей при $T < T_c$. Метод заключается в наблюдении за локальным полем на поверхности сверхпроводника с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) от слоя парамагнитного вещества, нанесенного на поверхность. Для того чтобы обнаружить слабые вариации магнитного поля на поверхности образца, необходимо, чтобы зондирующий слой обладал узким сигналом ЭПР. В нашем исследовании в качестве чувствительного слоя использовался дифенилпикрилгидразил (ДФПГ), имеющий оборванные химические связи. Его сигнал ЭПР имеет g -фактор 2.0036 и ширину 1.3 Э.

Объектами исследования являлись монокристаллы ВТСП соединения Bi-2212 с примесью иттрия ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$). Изменяя уровень допирования иттрием, можно варьировать концентрацию носителей тока и критическую температуру. При малой концентрации примеси образцы имели уровень допирования дырками, близкий к оптимальному. Переход в сверхпроводящее состояние кристаллов с минимальной концентрацией носителей (при $x=0.3$) происходит при температурах около 40 К.

На рисунке 1 представлены ЭПР-спектры слоя ДФПГ толщиной 100 нм, нанесенного на плоскую поверхность монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ с $x=0.2$ и температурой начала перехода $T_c^{on}=91$ К.

Кроме сигналов ДФПГ на спектрах присутствуют сигналы от метки мелкодисперсного лития. Метка представляет собой кристалл LiF, облученный большой дозой нейтронов и содержащий наночастицы металлического лития. Метка располагалась на значительном удалении от исследуемого образца (~3 мм) и служила для обеспечения реперного сигнала, положение которого очень точно определено и остается неизменным при варьировании температуры. В отличие от сигнала лития параметры сигнала ДФПГ существенно меняются с изменением температуры. А именно, интенсивность сигнала возрастает с понижением температуры, вблизи 100 К он начинает уширяться и смещаться в сторону высоких полей. Эти изменения радикально ускоряются ниже сверхпроводящего порога.

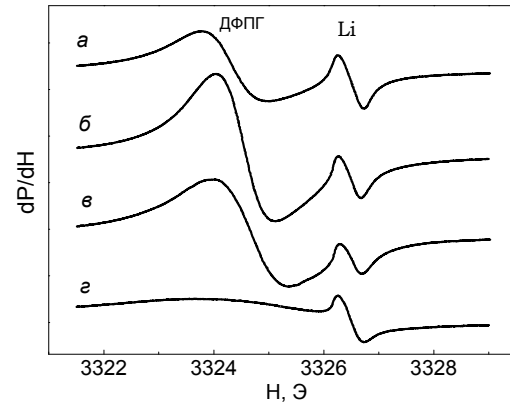


Рис. 1. ЭПР-сигналы слоя ДФПГ, нанесенного на поверхность кристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$, и метки Li, удаленной от исследуемого образца на расстояние 3 мм. Толщина слоя 100 нм. Спектры получены при температурах 295 К (а), 160 К (б), 80 К (в) и 68 К (г)

Изменение ширины сигнала парамагнитного слоя на двух образцах с разной критической температурой показано на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке приведена температурная зависимость ширины сигнала ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на кварцевую пластину. В последнем случае ширина не меняется с температурой. В отличие от этого, сигналы от ДФПГ, нанесенного на сверхпроводящие кристаллы, испытывают уширение вблизи критической температуры. Причем уширение имеет резкий характер ниже T_c^{on} , и значительно слабее выше этой температуры. Величина уширения выше T_c^{on} очень мала у образца #1. Оно существенно больше и явно выражено в случае кристалла #4 с $x=0.3$ и низкой критической температурой ($T_c^{on}=44$ К).

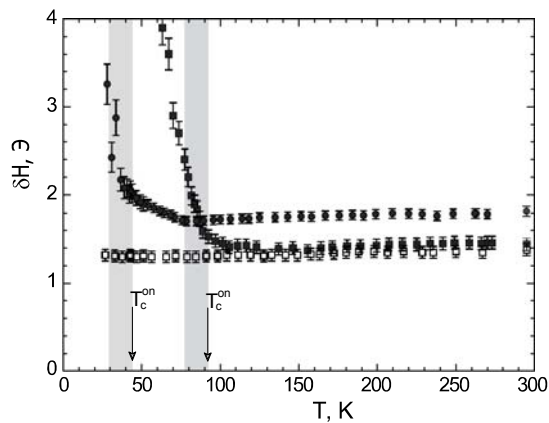


Рис. 2. Температурная зависимость сигнала ЭПР слоя ДФПГ на кварцевой пластине (белые квадраты) и на поверхности кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$, #1 (черные квадраты) и #4 (черные кружки). Серые полосы показывают области температур, в которых происходят переходы образцов из нормального состояния в сверхпроводящее при понижении температуры. Температура начала перехода T_c^{on} равна 91 К для кристалла #1 и 44 К для #4

Анализ спектров ЭПР и температурной зависимости их параметров, таких как ширина сигнала и его положение, показал, что слабые, но уверенно детектируемые искажения поля на поверхности

образцов происходят при температурах, существенно превышающих критическую температуру. Наиболее ярко этот эффект выражен в образцах, недопированных дырками, имеющих низкую T_c . Так, в кристаллах с $x=0.3$ уширение и сдвиг сигнала наблюдались при температурах до 30 К выше T_c . Изменяя толщину зондирующего слоя, удалось сделать оценку масштаба пространственных вариаций поля на поверхности кристаллов в этой области температур. Он оказался одного порядка с параметром решетки абрикосовских вихрей (~80 нм), которая образуется ниже T_c в поле ~3300 Э (резонансное поле для $g=2.0036$ в измерениях ЭПР на частоте 9.3 ГГц). Таким образом, совокупность полученных данных свидетельствует в пользу гипотезы об образовании вихревых возбуждений при $T > T_c$.

1. K.K. Gomes, A.N. Pasupathy, A. Pushp, S. Ono, Y. Ando, A. Yazdani, *Nature* **447**, 569 (2007).
2. Y. Wang, L. Li, N.P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
3. O. Cyr-Choinière, R. Daou, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, et al., *Nature* **458**, 743 (2009).
4. K. Michaeli, A.M. Finkel'stein, *Europhys. Lett.* **86**, 27007 (2009).
5. B. Rakvin, M. Pozek, A. Dulcic, *Solid State Commun.* **72**, 199 (1989).

Захват вихрей и осцилляции критического тока в мезоскопических сверхпроводящих криотронах

А.Ю. Аладышкин^{1,2}, Г.В. Атаклти², В. Гиллийнс², И.М. Нефедов¹, И.А. Шерешевский¹, А. Силанек², Й. Ван де Вондел², М. Кеммлер³, Р. Клейнер³, Д. Кёлле³, В.В. Мошталков²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород.

² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Katholieke Universiteit Leuven, Celestijnenlaan 200D, B-3001 Leuven, Belgium.

³ Physikalisches Institut - Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, 72076 Tübingen, Germany.
e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Термин «криотрон» был введен Д. Баком [1] в 1956 г. для описания сверхпроводящего переключателя тока, состоящего из сверхпроводящего провода и управляющей обмотки (электромагнита). Было показано, что подача достаточно сильного тока в цепь управляющего соленоида, намотанного вокруг сверхпроводящего провода, может создать достаточно сильное магнитное поле и полностью подавить сверхпроводимость в управляемом проводе. Это приведет к резкому переключению сверхпроводящего провода из низко- в высокорезистивное состояние даже при незначительном изменении силы тока в управляющем соленоиде [1, 2]. Позднее было показано, что на основе криотронов можно создать логические элементы (например, вентили "И" и "ИЛИ", сумматоры, сдвиговые регистры и т.п.), которые могут быть использованы при построении сверхпроводящего компьютера. Однако для уменьшения диапазона рабочих токов и времен переключения необходимо было уменьшать размеры криотронов, что было невозможно при технологических возможностях в 60-е и 70-е годы XX в.

Теория. В данной работе [3] теоретически и экспериментально исследованы транспортные свойства гибридной структуры (мезоскопического криотрона), состоящей из сверхпроводящего алюминиевого мостика и токнесущего провода, ориентированного перпендикулярно мостику (рис. 1). Такая система может быть названа “unshielded cross-film cryotron” [2]. Прямолинейный провод с током создает неоднородное магнитное поле, при этом z -компонента поля рассеяния достигает максимума вблизи краев провода, а на больших расстояниях от провода спадает как $1/x$. Важно отметить, что амплитуда неоднородного магнитного поля B_0 может быть точно настроена соответствующим выбором силы тока I_w , инжектируемого в управляющий провод. Поскольку в отсутствие внешнего магнитного поля H магнитный поток, пронизывающий образец, равен нулю, то рождение вихря сопровождается появлением симметрично расположенного антивихря (рис. 2). Таким образом, управляющий провод выполняет две важные функции: (а) контролируемого источника вихрей и антивихрей в сверхпроводнике и (б) «ловушки» для вихрей и антивихрей, стабилизирующей вихревые структуры даже в присутствии стационарного тока.

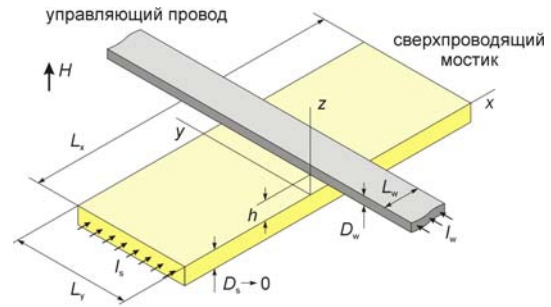


Рис. 1. Схематическое представление тонкопленочного криотрона.

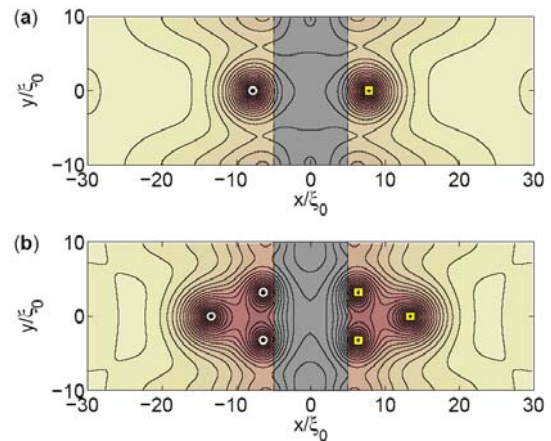


Рис. 2. Примеры равновесных вихревых структур, возникающих в сверхпроводящем образце при $H = 0$ в поле управляющего провода с током I_w : (а) $I_w=5$ мА, (б) $I_w=8$ мА. Символы (o) и (□) изображают расположение сингулярностей фазы параметра порядка (т.е. центры вихрей и антивихрей)

Было показано, что область вблизи управляющего провода, в которой локализованы вихри и антивихри, играет роль слабой связи. В самом деле, под действием транспортного тока I в сверхпроводящем мостике запиннигованные вихри и антивихри могут прийти в перманентное движение, что будет основным источником диссипации энергии в рассматриваемой системе. Иными словами, переход от стационарного к нестационарному режиму при достижении некоторого критического значения протекающего тока I_c соответствует переходу криотрона в резистивное состояние. Обнаружено, что критический ток I_c сверхпроводящего мостика зависит от типа вихревой структуры, которая очевидно зависит от I_w и B_0 (рис. 2 и 3). Действительно, суперпозиция экранирующих

токов и инжектируемого тока облегчает условия для входа вихрей, поэтому диссипация энергии начинается тем раньше, чем больше I_w . Однако, как только управляющий ток будет достаточно большим для рождения первой пары вихрь-антивихрь, а транспортный ток достаточно малым, пара вихрь-антивихрь сможет закрепиться в образце. Как следствие, запиннигованные вихри могут снизить плотность тока вблизи локальных максимумов и тем самым закрыть канал для входа новых вихрей. Такое состояние, как видно из наших расчетов, соответствует локальному минимуму критического тока. Дальнейшее монотонное увеличение I_w приведет к последовательной стабилизации второй, третьей и последующих пар вихрь-антивихрь, что соответствует регулярным минимумам и максимумам на зависимости $I_c(I_w)$. Обнаруженное осцилляторное поведение критического тока во многом аналогично осцилляциям критического тока джозефсоновского перехода во внешнем магнитном поле.

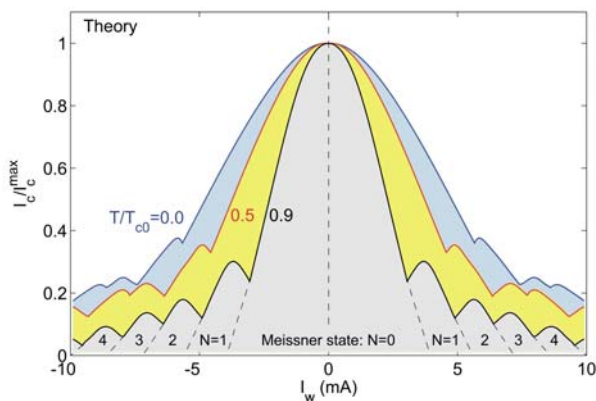


Рис. 3. Зависимости критического тока мезоскопического криотрона I_c от тока в управляющем проводе I_w , рассчитанные в рамках модели Гинзбурга – Ландау в отсутствие внешнего магнитного поля. Для каждого участка диаграммы указано число N захваченных пар вихрь-антивихрь

Эксперимент. Для проверки указанного эффекта была изготовлена серия образцов, состоящих из сверхпроводящего мостика Al (толщина 120 нм, ширина 4 мкм) и токонесущего провода Nb (толщина 50 нм, ширина 1.5 мкм), см. рис. 4. Два сверхпроводящих элемента были разделены изолирующим 120 нм слоем Ge для предотвращения электрического контакта.

Вольт-амперные характеристики мостика исследовались при заданной температуре по стандартной четырехзондовой схеме. Критический ток определялся согласно критерию 1 мкВ. На рис. 5 представлены зависимости критического тока I_c сверхпроводящего Al-мостика от управляющего тока I_w в токонесущем проводе, измеренные при $H = 0$ и температурах близких к критической температуре $T_{c0} = 1.27$ К. Плато при малых значениях управляющего тока может быть связано с влиянием дефектов. Действительно, наличие областей с подавленными сверхпроводящими свойствами или геометрических дефектов может привести к

формированию пар вихрь-антивихрь при меньших значениях транспортного тока, чем плотность тока распаривания. При больших значениях управляющего тока мы наблюдали периодические осцилляции критического тока. Период осцилляций $\Delta I_w = 1.45$ мА по нашим оценкам соответствует такому изменению поля провода с током, что изменение потока магнитного поля через половину площади образца составляет $1.1\Phi_0$, где Φ_0 – квант магнитного потока.

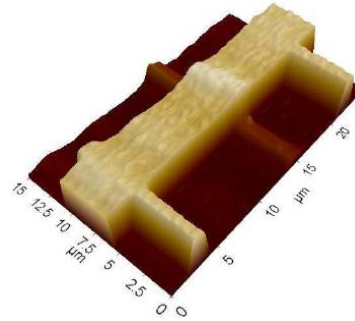


Рис. 4. Атомно-силовое изображение исследуемой структуры (AFM), верхний (светлый) электрод соответствует сверхпроводящему Al-мостику

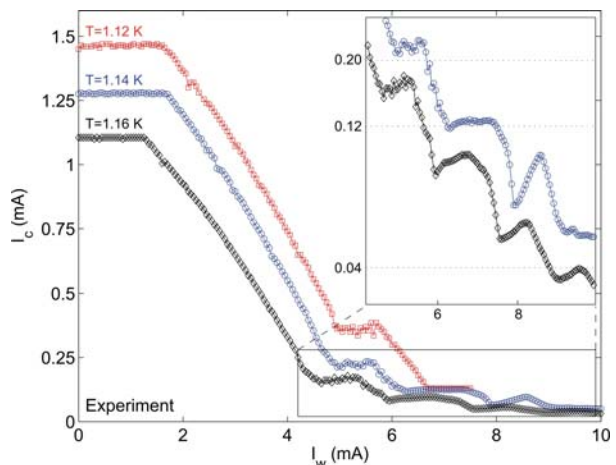


Рис. 5. Осцилляции критического тока мезоскопического криотрона, измеренные при $H = 0$. Вставка изображает зависимости $I_c(I_w)$ в полулогарифмическом масштабе

Мы полагаем, что обнаруженный эффект может быть интересен для создания интерферометров на основе гибридных структур сверхпроводник-электромагнит и сверхпроводник-ферромагнетик.

Работа поддержана бельгийским научным фондом Methusalem, научной программой NES-ESF, проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013».

1. *Buck D.A.* The Cryotron – Superconductive Computer Componen // Proc. IRE. 1956. V. 44, P. 482.
2. *de Жен П.Ж.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1964.
3. *Aladyshkin A.Yu.* Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current / A.Yu. Aladyshkin, G.W. Ataklti, W. Gillijns, et al. // Submitted to Phys. Rev. B. 2011.

Luminescence, photodetection and transport in wide bangap nanowires

M. Tchernycheva¹, L. Rigutti¹, G. Jacopin¹, A. de Luna Bugallo¹, F.H. Julien¹,
L.F. Zagonel², M. Kociak², R. Songmuang³, E. Galopin⁴, and J.-C. Harmand⁴

¹ IEF, UMR 8622 CNRS, Université Paris-Sud, Bât.220, 91405 Orsay, France.

² LPS, UMR 8502 CNRS, Université Paris-Sud, Bât.510, 91405 Orsay, France.

³ CEA-CNRS "Nanophysique et Semiconducteurs", Institut Néel, 38054, Grenoble, France.

⁴ LPN, UPR 20 CNRS, Route de Nazay, 91460 Marcoussis, France.

e-mail: maria.tchernycheva@u-psud.fr

Quantum discs (QDs) embedded in nanowires represent an attractive alternative to Stranski-Krastanov quantum dots for both fundamental studies and optoelectronic applications. A single QD in a nanowire can be easily isolated by wire dispersion for optical and structural studies or addressed electrically using nanowire extremities. In the UV spectral range, the most promising results are obtained for nitride material system, with an evidence of 3D confinement in GaN/AlN QDs in GaN nanowires [1]. Nitride nanowires have also allowed to demonstrate nano-scale photonic devices such as nano-light emitting diodes [2] or detectors [3]. The small nanowire size and the high photoconductive gain demonstrated in nanowire photodetectors [3] are very promising for the fabrication of focal plane arrays with diffraction-limited spatial resolution and very high responsivity. Up to now the studies of nanowire photoconduction have been focused on binary GaN nanowires [3, 4], no nanowire photodetectors based on QDs have been reported so far.

In the present work we report on the micro-photoluminescence, nano-cathodoluminescence and photocurrent studies of GaN/AlN QDs in nanowires. The luminescence measurements are combined with the transmission electron microscopy (TEM) structural characterizations of the *same* nano-object allowing to unambiguously correlate the transition energy with the QD size. The nanowires are contacted by their doped extremities, which provide an electrical access to the QDs. The photocurrent spectroscopy is used to identify the spectral contribution related to carriers generated within QDs. Finally, we demonstrate the first single-nanowire ultra-violet photodetector based on GaN/AlN QDs. A responsivity as high as 1.6×10^3 A/W at $\lambda=300$ nm is measured at room temperature.

Catalyst-free GaN nanowires are grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy on Si(111) substrate under N-rich atmosphere at 780°C [5]. Two heterostructured nanowire samples containing 20 QDs of different thickness are analyzed and compared to reference binary *n-i-n* GaN nanowires.

For coupled optical and structural studies, nanowires are cut by ultrasound bath and dispersed on TEM carbon grids. The STEM analyses (Figs. 1 and 2) show that the QD thickness increases progressively towards the nanowire top. This gives rise to the luminescence signal from a single wire at both higher and lower energies with respect to the GaN bandgap. The shift of the transition energy below the bandgap is a

consequence of quantum confined Stark effect due to the internal electric field [6]. A cryogenic cathodoluminescence setup implemented in a STEM microscope is used to follow the emission shift and to identify the luminescence of individual QDs with spatial resolution of the order of 2 nm (Fig. 1) [7].

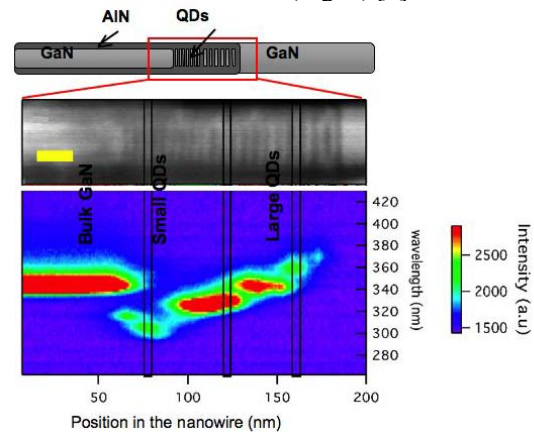


Fig. 1. Schematic of the QD nanowire. STEM image of the QD region (scale bar is 20 nm). Wavelength versus position map of the cathodoluminescence

Polarization resolved micro-photoluminescence shows that the emission of GaN nanowire extremities is polarized parallel to the wire axis whereas the QD emission is polarized perpendicular to the nanowire axis [8]. The dielectric index contrast and the elongated nanowire shape determine the polarization direction for near band edge GaN contribution. The perpendicular polarization of the QD emission stems from the selection rules for X_A exciton in wurtzite semiconductors.

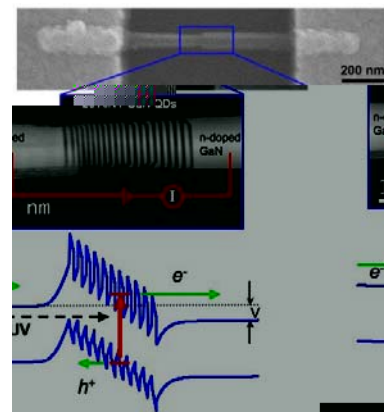


Fig. 2. SEM image of a contacted nanowire. HAADF STEM image of the QD region. Band profile along the wire axis illustrating the operation principle

For photocurrent spectroscopy, single nanowires are contacted using electron beam lithography to produce two-terminal devices (Fig. 2) and the photocurrent is measured using a cryogenic probe station with an optical access and a tunable VIS-UV light source. Photocurrent spectra from the nanowires containing QDs are compared to the reference *n-i-n* nanowires (Fig. 3).

The photocurrent spectrum of an *n-i-n* nanowire reproduces the GaN bulk absorption and shows vanishingly weak response below GaN bandgap in agreement with previous reports [3, 4]. On the contrary, QD nanowires present a significant photocurrent contribution under the GaN bandgap (at ~ 2.6 – 2.8 eV). As seen from the Fig. 3 displaying the photocurrent spectra of nanowires with different QD sizes, the energy of the sub-bandgap peak depends on the QD thickness. The low-energy photocurrent contribution is attributed to the fundamental hh_1-e_1 absorption in the QDs with thickness above 2 nm. It must not be confused with defect-related photogeneration mechanisms, such as the so-called blue band, which lies in a lower energy interval [9]. The temperature dependent photocurrent measurements demonstrate that the electron-hole pairs generated in the QDs contribute to the photocurrent mainly by thermal activation: at 10K the sub-bandgap contribution is strongly suppressed. The hh_1-e_1 transition in thinner QDs as well as the excited transitions contribute to the photocurrent above GaN bandgap, but cannot be separated from the photocurrent originating from GaN extremities. The measured responsivity of a single wire photodetector containing QDs is as high as $1.6 \cdot 10^3$ A/W at $\lambda=300$ nm and -1 V bias at room temperature [10].

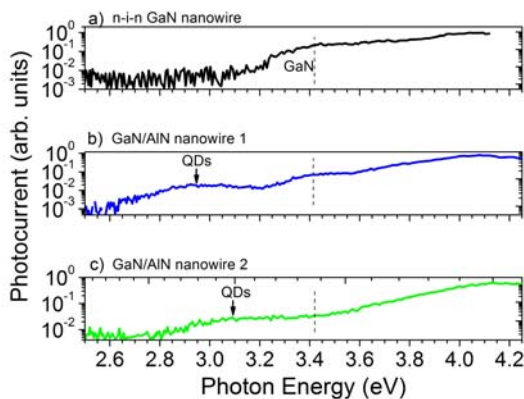


Fig. 3. Room-temperature photocurrent spectra of (a) – reference *n-i-n* nanowire, (b) and (c) – two nanowires containing QDs of different size

The non-compensated bound charges in GaN/AlN heterostructure produce a band tilting across the QDisc region at zero bias as illustrated in Fig. 2. This built-in electric field results in a short-circuit photocurrent of 0.1 A/W at $\lambda=300$ nm. It also gives rise to an asymmetrical photoresponse with respect to the applied bias. For negative bias the external voltage drop across the heterostructure region adds up with the band tilting which enhances the extraction and the transport of photogenerated carriers through the QDisc region.

Finally, the multi-QD nanowires represents a dislocation-free superlattice where charge carriers tunnel through the multiple AlN barrier. This gives rise to the phenomenon of a negative differential resistance in the dark I-V curves. The negative differential resistance is reproducible and persists for temperatures up to 250 K. This effect has never been demonstrated in nitride thin-film heterostructures, due to the unavoidable high dislocation density in 2D nitride layers [11].

In conclusion, we have studied the carrier confinement in GaN/AlN quantum discs in nanowires and their application to photodetection on the nanoscale. Single-nanowire UV photodetector relying on carrier generation in quantum discs has been demonstrated.

1. J. Renard, R. Songmuang, C. Bougerol, B. Daudin, and B. Gayral, “Exciton and biexciton luminescence from single GaN/AlN quantum dots in nanowires”, *Nano Lett.* **8** (7), 2092–2096 (2008).

2. F. Qian, S. Gradečak, Y. Li, C.-Y. Wen, and C. M. Lieber, “Core/multishell nanowire heterostructures as multicolor, high-efficiency light-emitting diodes”, *Nano Lett.* **5** (11), p. 2287–2291 (2005).

3. R.-S. Chen, H.-Y. Chen, C.-Y. Lu, K.-H. Chen, C.-P. Chen, L.-C. Chen, and Y.-J. Yang, “Ultrahigh photocurrent gain in m-axial GaN nanowires”, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 223106–223108 (2007).

4. R. Calarco, M. Marso, T. Richter, A. I. Aykanat, R. Meijers, A. v.d. Hart, T. Stoica, and H. Lüth, “Size-dependent photoconductivity in MBE-grown GaN nanowires”, *Nano Letters* **5** (5), 981–984 (2005).

5. M. Tchernycheva, C. Sartel, G. E. Cirlin, L. Travers, G. Patriarche, J.-C. Harmand, Le Si Dang, J. Renard, B. Gayral, L. Nevou, F. H. Julien, “Growth of GaN free-standing nanowires by plasma-assisted molecular beam epitaxy: structural and optical characterization”, *Nanotechnology* **18**, 385306 (2007).

6. J. Renard, R. Songmuang, G. Tourbot, C. Bougerol, B. Daudin, and B. Gayral, “Evidence for quantum-confined Stark effect in GaN/AlN quantum dots in nanowires”, *Phys. Rev. B* **80**, 121305–121308 (2009).

7. L. F. Zagonel, S. Mazzucco, M. Tenc, K. March, R. Bernard, B. Laslier, G. Jacopin, M. Tchernycheva, L. Rigutti, F. H. Julien, R. Songmuang, and M. Kociak, “Nanometer scale spectral imaging of quantum emitters in nanowires and its correlation to their atomically resolved structure”, *Nano Letters*, Articles ASAP DOI: 10.1021.

8. L. Rigutti, M. Tchernycheva, A. De Luna Bugallo, G. Jacopin, F. H. Julien, F. Furtmayr, M. Stutzmann, M. Eickhoff, R. Songmuang, and F. Fortuna, “Photoluminescence polarization properties of single GaN nanowires containing $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum discs”, *Phys. Rev. B* **81**, 045411–045419 (2010).

9. A. Cavallini, L. Polenta, M. Rossi, T. Richter, M. Marso, R. Meijers, R. Calarco and H. Luth, “Defect distribution along single GaN nanowhiskers”, *Nano Letters* **6** (7), 1548–1551 (2006).

10. L. Rigutti, M. Tchernycheva, A. De Luna Bugallo, G. Jacopin, F. H. Julien, L. F. Zagonel, K. March, O. Stephan, M. Kociak and R. Songmuang, “Ultraviolet photodetector based on GaN/AlN quantum discs in a single nanowire”, *Nano Letters* **10** (8), 2939 (2010).

11. L. Rigutti, G. Jacopin, A. D. Bugallo, M. Tchernycheva, E. Warde, F. H. Julien, R. Songmuang, E. Galopin, L. Largeau, J.-C. Harmand, “Investigation of the electronic transport in GaN nanowires containing GaN/AlN quantum discs”, *Nanotechnology* **21**, 425206 (2010).

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры и матричные излучатели на их основе

Н.А. Малеев^{1,2}, С.А. Блохин^{1,2}, А.Г. Кузьменков^{1,2}, М.М. Кулагина¹, Ю.М. Задиранов¹,
А.С. Шуленков³, В.Н. Сведе-Швец⁴, J.A. Lott⁵, D. Vimberg⁵,
Н.Н. Леденцов^{5,1}, В.М. Устинов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург.

² ООО «Коннектор Оптикс», Домостроительная ул., 16 литер Б, Санкт-Петербург.

³ ОАО «Минский НИИ радиоматериалов», ул. Кижеватова, 86, Минск.

⁴ ООО «ОЭС», ул. Щербаковская, д. 53, Москва.

⁵ VI Systems GmbH, Hardenbergstrasse 7, Berlin, Germany.

⁶ Technical University Berlin, Hardenbergstrasse 36, Berlin, Germany.

e-mail: maleev@beam.ioffe.ru

Полупроводниковые поверхностно-излучающие лазерные диоды с вертикальным оптическим резонатором (vertical cavity surface emitting lasers – VCSELs, далее – вертикально-излучающие лазеры – ВИЛ) находят все более широкое применение в быстродействующих оптоволоконных системах передачи и обработки информации, датчиках и сенсорах различного типа (например, оптических манипуляторах типа «мышь»), а также высокопроизводительных компьютерных системах [1, 2]. Основными преимуществами ВИЛ по сравнению с традиционными инжекционными лазерами полосковой конструкции являются малая угловая расходимость и симметричная диаграмма направленности выходного оптического излучения, возможность обеспечения субмиллиамперных пороговых токов, повышенная температурная и радиационная стабильность, групповая технология изготовления и возможность тестирования приборов непосредственно на пластине. Планарная технология ВИЛ позволяет формировать интегрированные линейные массивы и двумерные матрицы с большим числом индивидуально адресуемых излучателей.

Необходимость увеличения скорости передачи данных между отдельными элементами высокопроизводительных вычислительных систем делает актуальной задачу создания высокоскоростных ВИЛ для внутрисистемных оптических информационных каналов со скоростью 20–40 Гбит/с, а также создания линейных массивов и матричных излучателей для реализации параллельных информационных каналов. В настоящем докладе обсуждаются проблемы создания быстродействующих вертикально-излучающих лазеров и результаты, достигнутые с использованием активных областей на основе наногетероструктур в системе материалов InAlGaAs для создания дискретных ВИЛ и матричных излучателей спектральных диапазонов 850/960 нм.

Динамическая модель, описывающая частотные свойства инжекционного лазера, работающего выше порога генерации в режиме прямой токовой модуляции, строится на базе системы скоростных уравнений [3]. Для достижения высокого быстродействия ВИЛ приходится решать систему взаимосвязанных задач:

- увеличить дифференциальное усиление активной среды;
- понизить уровень внутренних оптических потерь;
- повысить выходную мощность;
- уменьшить последовательное и тепловое сопротивление;
- минимизировать паразитную емкость лазера.

Известно, что сравнительно низкое дифференциальное усиление активной области в спектральном диапазоне 850 нм для структур на основе GaAs квантовых ям связано с большой плотностью состояний в валентной зоне, тогда как введение механических напряжений (например, за счет внедрения некоторого количества In) в активную область ведет к расщеплению зон для тяжелой и легкой дырки, что в совокупности с меньшей толщиной квантовой ямы обеспечивает более высокое дифференциальное усиление [4]. В данном контексте нульмерные наногетероструктуры, так называемые квантовые точки, обладающие экситонным механизмом усиления и дискретным спектром состояний, представляются идеальным кандидатом для активной области сверхскоростных ВИЛ-лазеров [5]. Однако применение In(Ga)As квантовых точек, выращенных в режиме роста Странски-Крастанов (СК-КТ), для создания высокоскоростных ВИЛ сопряжено с рядом проблем (быстрое насыщение усиления с током накачки, недостаточное дифференциальное усиление активной области). Решение может быть найдено за счет применения в качестве активной области ВИЛ In(Al,Ga)As наногетероструктур, сформированных в режиме субмонослойного осаждения [6], обеспечивающем формирование гетероструктур с пространственной модуляцией как по составу, так и по толщине квантово-размерных слоев.

Оптимизация параметров эпитаксиальных структур для реализации сверхскоростных ВИЛ-лазеров спектрального диапазона 850 нм велась в направлении выбора оптимальной спектральной расстройки между максимумом спектра фотолюминесценции активной области и резонансной длиной волны вертикального микрорезонатора, комплексной оптимизации параметров распределенных брэгговских отражателей для одновременного обеспечения низкого последовательного

сопротивления и приемлемого уровня внутренних оптических потерь, подавления паразитных волноводных мод и уменьшения паразитной емкости лазера. Структуры выращивались методами молекулярно-пучковой эпитаксии или газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений.

На практике для достижения высокого быстродействия необходима не только тщательная оптимизация параметров активной области, эпитаксиальной гетероструктуры в целом, но также оптимизация конструкции и топологии кристалла ВИЛ [7]. Основной особенностью используемой конструкции ВИЛ является размещение контактной площадки анода на толстом слое диэлектрического материала с низким значением диэлектрической проницаемости, что обеспечивает малое значение паразитной емкости. Геометрия мезоструктур и диаметр селективно-окисленной токовой апертуры варьировались в достаточно широких пределах для исследования их влияния на характеристики приборов.

В таблице 1 приведены основные статические характеристики для изготовленных ВИЛ с диаметром токовой апертуры 3, 6 и 9 мкм.

Таблица 1
Характеристики изготовленных ВИЛ

Характеристика (измерения при комнатной температуре)	Размер токовой апертуры, мкм		
	3	6	9
Пороговый ток, мА	0.22	0.33	0.62
Максимальная выходная мощность, мВт	2	5	9
Дифференциальное сопротивление, Ом	200	110	90

Максимальная дифференциальная эффективность для всех приборов достигает 0.85 Вт/А. Наибольший интерес для практического использования представляют многомодовые ВИЛ с диаметром токовой апертуры более 5 мкм, так как для них характерна высокая деградационная стабильность в совокупности с приемлемыми рабочими характеристиками.

Исследования динамических характеристик изготовленных ВИЛ в режиме малосигнальной модуляции показали, что ширина полосы частот модуляции по уровню спада -3 дБ уже при плотностях тока менее 8 кА/см^2 достигает величины 18 ГГц и растет с ростом тока накачки вплоть до 20 ГГц. При этом частота отсечки, обусловленная влиянием паразитных элементов эквивалентной схемы ВИЛ, составляет $\sim 26\text{--}27$ ГГц. Анализ уровня ошибок при оптической передаче данных в режиме прямой модуляции для ВИЛ-лазера с апертурой 9 мкм выявил принципиальную возможность реализации безошибочной (коэффициент ошибок $\text{BER} < 10^{-12}$) оптической передачи данных вплоть до скоростей 38 Гбит/с при температуре 25°C . Полученные результаты являются рекордными для ВИЛ диапазона 850 нм, работающих на принципах прямой токовой модуляции.

Дальнейшее развитие внутрисистемных информационно-канальных, а также создание оптических систем передачи данных в свободном пространстве требует перехода от использования дискретных ВИЛ к линейным массивам или матрицам с индивидуальной адресацией отдельных излучателей. Существенный практический интерес представляет реализация матричных излучателей, содержащих достаточно мощные ВИЛ в конструктивном исполнении, потенциально пригодном для получения высокого быстродействия.

В рамках проведенных исследований были реализованы матрицы вертикально-излучающих лазеров формата 8×8 с индивидуальной адресацией элементов и выводом излучения через подложку арсенида галлия [8]. Индивидуальные лазерные излучатели с диаметром токовой апертуры около 6 мкм демонстрируют лазерную генерацию на длине волны 958–962 нм в непрерывном режиме при комнатной температуре с пороговыми токами 1.15–1.3 мА, дифференциальной эффективностью от 0.5 до 0.8 Вт/А и максимальной выходной мощностью 7.5–9 мВт. При этом выходная мощность в квази-одномодовом режиме с фактором подавления мод высшего порядка более 10 дБ составляет не менее 3 мВт. Разброс параметров индивидуальных излучателей в пределах матричного кристалла не превышает $\pm 20\%$.

Работа выполнялась при частичной поддержке Программы № 27 Президиума РАН, грантов РФФИ (09-02-00848-а, 09-02-12411-офи_м) и Федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, госконтракт 14.740.11.0066.

1. *Wilmsen, C.* Vertical-cavity surface-emitting lasers / C. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
2. *Szweda, R.* VCSEL applications diversify as technology matures / R. Szweda // III-Vs Review. 2006. V. 19, № 1. P. 34–38.
3. *Coldren L.A.* Diode lasers and photonic integrated circuits / L.A. Coldren, S.W. Corzine. Wiley, New York, 1995.
4. *Marcks von Wurtemberg R.* Simulations and measurements of the dynamic performance of 850 nm VCSELs with GaAs and InGaAs quantum well active regions / R. Marcks von Wurtemberg, T. Aggerstam, C. Runnstrom et al. // LEOS Summer Topical Meeting 2002, 15–17 July 2002.
5. *Ustinov V.M.* Quantum dot VCSELs / V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov // Physica Status Solidi (a). 2005. V. 202, № 3. P. 396–402.
6. *Blokhin S.A.* Vertical-cavity surface-emitting lasers based on submonolayer InGaAs quantum dots / S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov et al. // IEEE J. Quantum Electronics. 2006. V. 42, № 9. P. 851–858.
7. *Blokhin S.A.* Oxide-confined 850nm VCSELs operating at bit rates up to 40Gbit/s / S.A. Blokhin, J.A. Lott, A. Mutig et al. // Electronic Letters. 2009. V. 45. P. 501–503.
8. *Малеев Н.А.* Матрицы вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 960 нм / Н.А. Малеев, А.Г. Кузьменков, А.С. Шуленков и др. // ФТП (в печати).

Субмикронные рамановские и люминесцентные исследования широкозонных полупроводниковых наноструктур

В.В. Стрельчук, Е.А. Авраменко, А.Е. Беляев, М.Я. Валах,
А.Ф. Коломыс, В.Ф. Мачулин

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, 03028 Украина.
e-mail: stretch@isp.kiev.ua

Современная спектроскопия, использующая лазерные спектрометры последнего поколения, является сегодня перспективным инструментом для оптических исследований структурных и электронных свойств различных структур. Для наноструктур актуальной является проблема локального распределения спектральных характеристик вдоль поверхности и по глубине структуры – в частности при изучении состава, размерных эффектов, динамики решетки, процессов излучения и др. В данной работе рамановские и фотолюминесцентные микроспектроскопические измерения проводились в геометрии обратного рассеяния на рамановско-люминесцентной спектральной установке на базе тройного спектрометра Horiba Jobin Yvon T64000, оснащенной конфокальным микроскопом, пьезомеханическим столиком для автоматизированного X, Y, Z-сканирования с шагом 0,1 мкм и гелиевым микрокриостатом. Спектры возбуждались Ar-Kr ($\lambda_{\text{возб}}=514,5$ нм) и He-Cd ($\lambda_{\text{возб}}=325,0$ нм) лазерами, луч которых фокусировался на образце в пятно диаметром < 1 мкм. Для исключения локального разогрева плотность лазерного излучения на образце составляла $\sim 0,15$ мВт.

Исследовались светодиодные InGaN/GaN-структуры, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировой (0001)-подложке. Структуры состояли из 5-периодной буферной $\text{In}_{0,08}\text{Ga}_{0,92}\text{N}$ (2,5 нм)/GaN (4 нм) и активной $\text{In}_{0,20}\text{Ga}_{0,80}\text{N}$ (2,5 нм)/GaN (9 нм) сверхрешеток, буферного *n*-GaN (3,5 мкм) и защитного *p*-GaN

(0,1 мкм) слоев (рис. 1, *c*). Рамановские исследования при сканировании по глубине структуры позволили получить прямое доказательство наличия градиентного асимметричного пространственного профиля релаксации упругих деформаций и распределения кристаллического совершенства нитридных слоев вдоль направления роста [1]. Несмотря на то что общая толщина исследуемых слоев InGaN квантовой ямы составляла всего лишь $\sim 30\text{--}40$ нм, изменения в фоновом спектре от таких тонких слоев надежно регистрируются при сканировании по глубине. Это обусловлено селективным резонансным усилением рамановского рассеяния на полярных $A_1^{LO}(\text{InGaN})$ -фононах вследствие близости энергии кванта возбуждения к энергии реальных электронных состояний. Полученные значения деформации в InGaN-слоях изменяются в пределах $(0,9\text{--}1,04) \cdot 10^{-2}$.

Исследовалась излучательная рекомбинация неравновесных носителей в многослойных InGaN/GaN-структурах при сканировании вдоль направления роста гетероструктуры ($E_{\text{возб}} = 3,81$ эВ) (рис. 1). Наблюдались существенные изменения интенсивности, энергетического положения и полуширины полосы излучения при $h\nu \approx 3,4$ эВ в спектрах микроФЛ для GaN буферного, барьерных и защитного слоев при сканировании вдоль направления роста вследствие отличия упруго-напряженного и структурного состояния в этих слоях. В спектре ФЛ наблюдаются интенсивные и вместе тем достаточно широкие полосы рекомби-

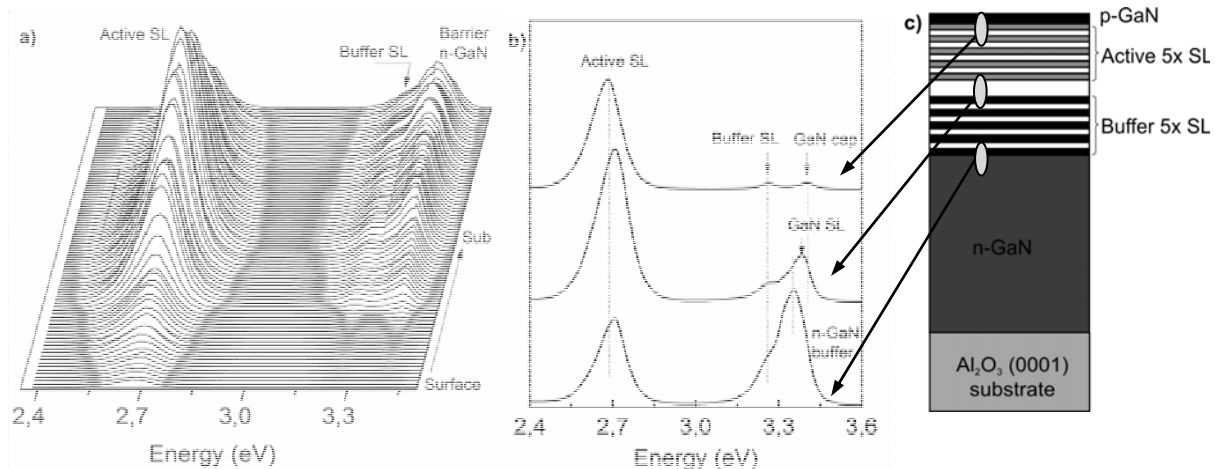


Рис. 1. *a* – спектры микроФЛ многослойной InGaN/GaN-структуры при сканировании по глубине структуры (от поверхности до подложки образца); *b* – отдельные спектры микроФЛ, соответствующие разным по глубине локальным областям структуры InGaN/GaN; *c* – схематическое изображение исследуемой структуры. Кружками схематически показана область регистрации оптического излучения. $E_{\text{возб}} = 3,81$ эВ ($\lambda_{\text{возб}}=325,0$ нм). $T= 300$ К

национного излучения в InGaN-слоях 5-периодной активной и барьерной сверхрешеток при $\approx 2,66$ эВ ($\Gamma \approx 0,12$ эВ) и $\approx 3,06$ эВ ($\Gamma \approx 0,13$ эВ) соответственно.

Обнаруженные изменения спектральных параметров полос излучения InGaN КЯ при сканировании по глубине структуры свидетельствуют о наличии локального структурного и композиционного разупорядочения и локальных неоднородных полей упругих деформаций, и, как следствие, об образовании случайных флуктуаций потенциала, определяющих полосу излучения InGaN КЯ. На основе анализа энергетического положения полос ФЛ InGaN КЯ (с учетом вклада упругих деформаций, полученных из спектров микроКРС) получены профили концентрации индия по глубине активной и буферной сверхрешеток исследуемых структур.

Методом конфокальной рамановской микроскопии исследовано пространственное распределение концентрации In (Al) и упругих напряжений в двухпериодных InAs/AlAs/AlGaAs структурах с самоформирующимися InAs-островками при сканировании по глубине структуры. Исследуемые гетероструктуры с InAs-островками выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 510 °С. В спектре низкотемпературной микроФЛ (рис. 2, *c*) при низкой плотности возбуждения наблюдается полоса излучения смачивающего слоя при $\approx 1,85$ эВ и неоднородно уширенная полоса свечения ансамбля InAs квантовых точек с максимумом около $\approx 1,70$ эВ. Спектры микроКРС структуры получены при возбуждении с энергией 2,41 эВ. При анализе экспериментальных спектров принимался во внимание тот факт, что возбуждение осуществляется в область поглощения InAs и область прозрачности AlAs тонких слоев. На рис. 2, *a, b* показаны спектры микроКРС полученные при сканировании по глубине

структуры для области частот GaAs- и AlAs-подобных фононных колебаний. При сканировании в сторону подложки в спектре наблюдается низкочастотное смещение LO(GaAs) фононной линии при ≈ 290 cm^{-1} , что обусловлено изменением деформаций в зондируемом упругонапряженном слое при переходе от тонкого покрывающего слоя к GaAs-подложке. Появление и увеличение интенсивности TO(GaAs) фононной линии, запрещенной симметричными правилами отбора для (001)-плоскости, свидетельствует о возрастании структурного разупорядочения в нижних слоях гетероструктуры. Для области частот 350–410 cm^{-1} проанализировано изменение по глубине спектральных параметров фононных линий нижнего $\text{Al}_{0,64}\text{Ga}_{0,34}\text{As}$ -слоя исследуемой гетероструктуры и получена информация о деформации и структурном совершенстве.

Для диодов Ганна на основе нитридных гетероструктур исследованы эффекты смешивания LO-фононов с плазменными колебаниями носителей заряда. Изучены спектральные особенности связанных плазмон-фононных мод в спектрах микроКРС, полученных при сканировании вдоль направления роста гетероструктуры. Проведена оценка распределения концентрации и подвижности носителей заряда по глубине гетероструктуры с использованием моделирования рамановских плазмон-фононных спектров.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГЦНТП “Нанотехнологии и наноматериалы” (проект № 3.5.2.6/6) и МОН Украины (проекты № 38/23/2010, М90/2010) и NATO CLG (№ 983878).

1. В.В. Стрельчук, В.П. Кладько, Е.А. Авраменко, А.Ф. Коломыс, Н.В. Сафрюк, Р.В. Конакова, Б.С. Явич, М.Я. Валах, В.Ф. Мачулин, А.Е. Беляев // ФТП. 2010. Т. 44, вып. 7. С. 1236-1242.

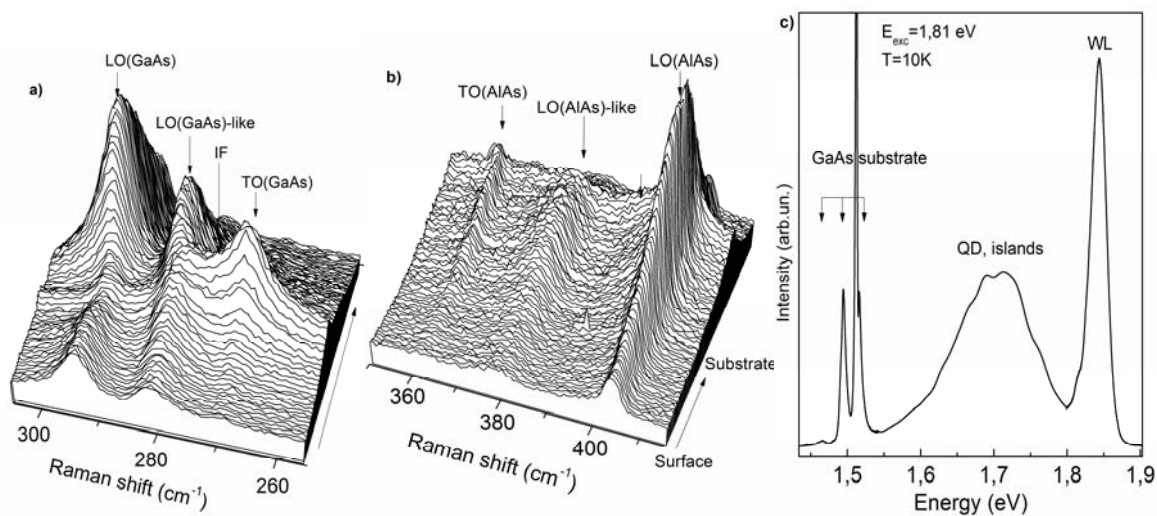


Рис. 2. Спектры конфокального микроКРС структуры с InAs/AlAs/GaAlAs КТ при сканировании по глубине структуры (от поверхности до подложки образца) для GaAs- (*a*) и AlAs-подобных (*b*) фононных колебаний ($E_{\text{возб}} = 2,41$ эВ ($\lambda_{\text{возб}} = 514,5$ нм), $T = 300$ К); *c* – спектр низкотемпературной (10 К) ФЛ исследуемой структуры с InAs КТ

Особенности формирования смачивающего слоя Ge и зарождения Ge(Si) самоформирующихся наноструктур в многослойных структурах

А.В. Новиков¹, Д.В. Юрасов¹, М.В. Шалеев¹, Н.Д. Захаров²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород.

²Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany.

e-mail: anov@ipm.sci-nnov.ru

К настоящему времени установлено, что при достаточно тонком слое полупроводниковой матрицы, разделяющем соседние слои с самоформирующимися наноструктурами, в напряженных гетеропарах, таких как Ge/Si и InAs/GaAs, наблюдается вертикальное упорядочение островков [1, 2]. Было показано [2, 3], что причиной преимущественного зарождения островков в верхних слоях многослойной структуры над островками нижележащих слоев являются поля упругих напряжений от заросших островков. Предполагается [2], что вертикальному упорядочению островков способствует неоднородное распределение по поверхности материала смачивающего слоя. Однако до последнего времени отсутствовали работы, в которых эта гипотеза для гетеропары Ge/Si была бы подтверждена экспериментально. Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям особенностей формирования двумерного слоя Ge и зарождения Ge(Si) самоформирующихся островков в многослойных структурах.

SiGe-структуры были выращены методом МПЭ на Si(001)-подложках при температурах роста $T_p = 600 \div 700$ °C и представляли собой многослойные (2–3 периода) структуры с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, слои которых разделены Si-слоем толщиной ~20 нм. Более подробно условия роста структур приведены в работе [4]. Состояние поверхности роста формируемых структур и момент смены механизма роста пленки Ge от двумерного к трехмерному определялись *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов. Выращенные структуры исследовались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Проведенные АСМ-исследования показали, что в отличие от однослойных структур с Ge(Si)-островками во втором и последующих слоях многослойных структур не происходит формирования однородного по толщине смачивающего слоя Ge (рис. 1, а). Обнаружено, что уже на ранней стадии роста Ge смачивающего слоя, при количестве осажденного Ge всего $d_{Ge} \sim 2$ МС (1 монослой (МС) ≈ 0.14 нм) происходит образование локальных, неограниченных возвышений (холмов) (рис. 1, а), поверхностная плотность и латеральные размеры которых близки к поверхностной плотности и латеральным размерам заросших островков в нижних слоях структуры [4]. Согласно результатам ПЭМ-исследований обнаруженные локальные возвышения на смачивающем слое Ge возникают над заросшими Ge(Si)-островками. Это позво-

ляет связать образование холмов на смачивающем слое Ge с преимущественной диффузией атомов Ge в области растяжения разделительного Si-слоя, образующегося над заросшими Ge(Si)-островками (см. модель на рис. 1, а). Из-за уменьшения рассогласования кристаллических решеток аккумуляция атомов Ge в областях растяжения выгодно с энергетической точки зрения. Необходимо отметить, что согласно АСМ- и ПЭМ-снимкам шероховатость разделительного Si-слоя перед осаждением Ge сравнима с шероховатостью Si-подложки, и следовательно, образование холмов на поверхности смачивающего Ge-слоя не является следствием частичного зарастивания Ge(Si)-островков в нижних слоях структуры.

Обнаружено, что зарождение Ge(Si)-островков в верхних слоях многослойных структур происходит за счет формирования граней типа {105} на склонах холмов и постепенной трансформации неограниченных холмов в усеченные пирамидальные (*T*-pyramid) островки (рис. 1, б) [4]. При увеличении количества осажденного Ge *T*-pyramid переходят в пирамидальные (pyramid) островки (рис. 1, в). Как было показано ранее [5], образование островков в верхних слоях многослойных структур происходит при меньшем, чем в однослойных структурах, количестве осажденного Ge. При используемых в настоящей работе условиях роста ($T_p = 600$ °C, толщина разделительного Si-слоя 20 нм) количество осажденного Ge, при котором происходит образование островков во втором и последующих слоях многослойной структуры, составляет $h_c \sim 4$ МС, что заметно меньше значения $h_c = 5$ МС, характерного для первого слоя островков. Однако высота обнаруженных холмов на поверхности Ge-слоя при этом оказывается больше, чем значение h_c для однослойных структур. Данный факт связывается с локальным растяжением разделительного Si-слоя в областях над островками и, следовательно, меньшим рассогласованием кристаллических решеток Ge и подложки в этих областях. Из-за формирования в многослойных структурах неоднородного по толщине смачивающего слоя Ge такой параметр, как «критическая толщина двумерного роста», используемый для описания роста напряженных слоев в однослойных структурах, для многослойных структур может служить только в качестве интегрального, усредненного по поверхности образца, параметром, не отражающим реального распределения материала смачивающего слоя Ge по поверхности структуры.

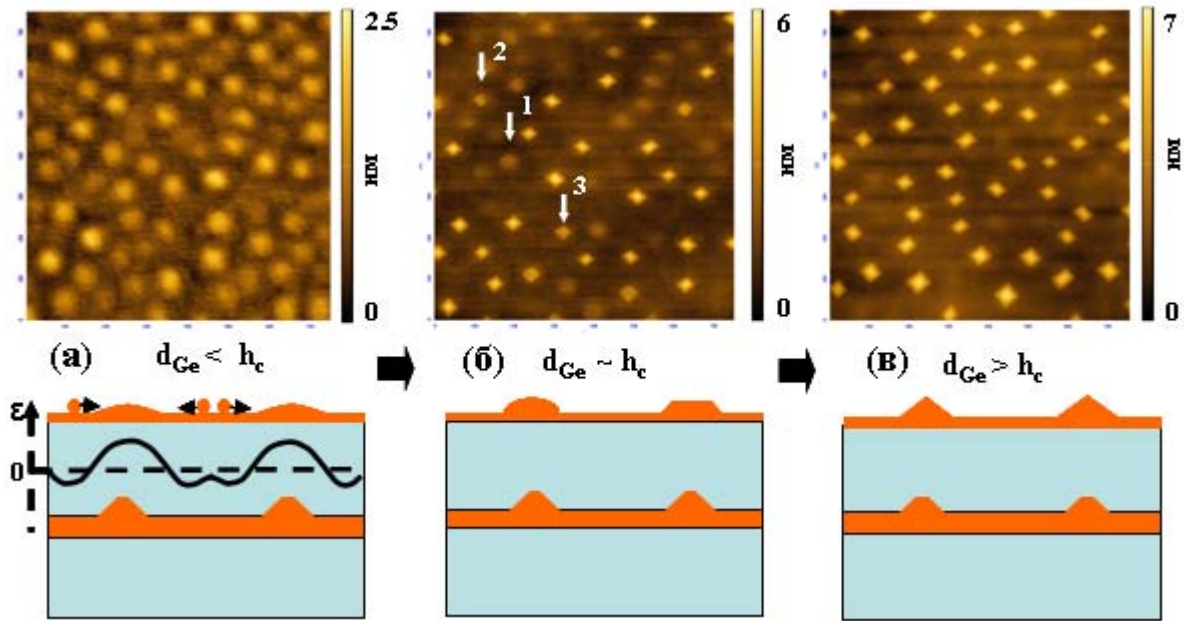


Рис. 1. АСМ-снимки и соответствующие им модели роста смачивающего Ge-слоя и зарождения островков в верхних слоях многослойных структур с Ge(Si)-островками: *a* – для $d_{\text{Ge}} < h_c = 4\text{Мм}$, *б* – для $d_{\text{Ge}} \sim h_c$, *в* – для $d_{\text{Ge}} > h_c$. Структуры выращены при 600 °С. Размер АСМ-снимков 0.75×0.75 мкм. На модели *a* схематично показано распределение полей упругих напряжений от заросенных Ge(Si)-островков. На АСМ-снимке *б* стрелками показаны холм (1), частично оговоренный холм (2) и усеченный пирамидальный островок (3)

Исследования структур, в которых использовались различные температуры роста для первого и последующих слоев с Ge(Si)-островками, позволили установить, что латеральные размеры холмов и Ge(Si)-островков в многослойных структурах определяются различными параметрами: размер холмов в плоскости роста зависит от латеральных размеров заросенных островков, а размеры незаросенных островков – от температуры осаждения Ge в конкретном слое. В результате в многослойных структурах за счет использования различных температур роста для первого и последующих слоев Ge(Si)-островков возможно формирование на поверхности Ge смачивающего слоя холмов, латеральные размеры которых значительно отличаются от размеров островков, которые зарождаются на них. Продемонстрировано, что в этом случае возможно формирование на одном холме с большими латеральными размерами сразу нескольких (от 2 до 4) близко расположенных островков с меньшими размерами в плоскости роста (рис. 2), что приводит к образованию на поверхности кластеров из нескольких островков (так называемых «quantum-dot molecules»).

Работа выполнена при финансовой поддержке программ президиума РАН, РФФИ (проект № 11-02-00951), Минобрнауки (проект № 2.1.1/6171) и гранта Президента РФ для поддержки молодых ученых (грант № МК-7694.2010.2).

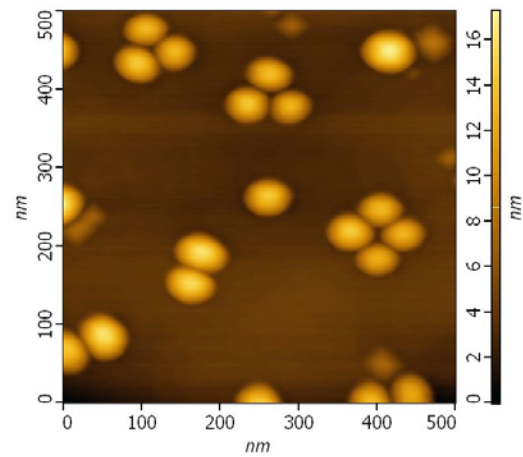


Рис. 2. АСМ-снимок второго слоя с Ge(Si)-островками в структуре с различной температурой роста первого ($T_p = 700$ °С) и второго ($T_p = 600$ °С) слоев островков

1. A.A. Darhuber, P. Schittenhelm, V. Holy, J. Stangl, G. Bauer, G. Abstreiter, Phys. Rev. B **55**, 15652 (1997).
2. Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, N.P. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. **75**, 2542 (1995).
3. J. Tersoff, C. Teichert, M.G. Lagally, Phys. Rev. Lett. **76**, 1675 (1996).
4. D.V. Yurasov, M.V. Shaleev and A.V. Novikov, J. Cryst. Growth **313**, 12 (2010).
5. O.G. Schmidt, K. Eberl, Phys. Rev. B **61**, 13721 (2000).

Метод управляемого, селективного легирования кремния и SiGe-гетероструктур сегрегирующими примесями

М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

e-mail: Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

Для создания многих устройств современной кремниевой микро- и нанoeлектроники необходимо формирование в одной эпитаксиальной структуре слоев с различным типом и концентрацией легирующей примеси. Это требует развития методов контролируемого легирования кремния и гетероструктур на его основе при их эпитаксиальном росте. Одним из методов получения как кремниевых эпитаксиальных структур, так и гетероструктур на основе кремния является метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Однако хорошо известно [1], что в методе МПЭ из-за сегрегации основных донорных примесей (Sb, As и P) существует проблема контролируемого их введения в матрицу Si- и SiGe-гетероструктур. Сурьма благодаря легкости ее контролируемого испарения является наиболее широко используемой примесью донорного типа в методе МПЭ при росте Si/SiGe-структур.

В настоящей работе выполнены исследования сегрегации Sb в зависимости от условий роста и параметров SiGe-структур. На основе полученных экспериментальных результатов и литературных данных предложен метод селективного легирования Si- и SiGe-структур, позволяющий за счет управления сегрегацией Sb без потери кристаллического качества формировать легированные слои в диапазоне концентраций 10^{16} – 10^{20} см⁻³ и толщин от единиц (т.н. δ -слой) до сотен нанометров.

Исследованные структуры были выращены на установке МПЭ Ribep Siva-21 на подложках Si(001). Осаждение Si и Ge осуществлялось с помощью электронно-лучевых испарителей. Контроль скорости роста и толщины слоев осуществлялся при помощи квадрупольного масс-спектрометра и кварцевых датчиков измерения толщины. Сурьма испарялась из эффузионной ячейки. Контроль состояния поверхности производился *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Температура роста контролировалась с помощью инфракрасного пирометра (для $T_p > 500$ °C) и термопарой.

Для исследования полученных структур применялись вторично-ионная масс-спектрометрия (ВИМС), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), измерения эффекта Холла и вольт-фарадных характеристик (ВФХ).

Проведенные экспериментальные исследования, а также данные из литературных источников [2, 3] свидетельствуют о сильной зависимости сегрегации Sb в Si от температуры роста (рис. 1). Коэффициент сегрегации (r) Sb в Si, определяемый как нормированное отношение поверхностной концентрации примеси к объемной, в диапазоне температур роста 300 – 550 °C изменяется

более чем на 4 порядка величины (рис. 1). Предлагаемый в данной работе метод селективного легирования Si основан на контролируемом использовании значительного изменения сегрегационных свойств Sb при изменении температуры роста в относительно небольшом интервале.

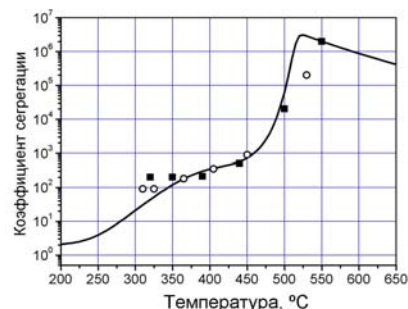


Рис. 1. Зависимости коэффициента сегрегации Sb в Si от температуры роста. Символы (■) и (○) обозначают экспериментальные данные из [2] и настоящей работы соответственно. Сплошная линия – теоретически вычисленная зависимость по модели из работы [3]. Данные приведены для скорости роста 0.1 нм/с

Общие принципы предлагаемого метода формирования методом МПЭ Si- и SiGe-структур с заданным профилем распределения сурьмы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Для создания слоев с высокой концентрацией Sb используются низкие ($300 < T < 400$ °C) температуры роста. Для получения резкого нарастания профиля концентрации примеси в сильно легированных слоях применяется предосаждение Sb в количестве, которое с учетом r необходимо для создания заданной объемной концентрации примеси.

2. Для получения резкого профиля распределения Sb и формирования слоя с ее низкой объемной концентрацией используется остановка роста с повышением температуры подложки до 500 – 550 °C, при которой происходит рост нелегированных слоев структуры. Вследствие высокого значения r (рис. 1) концентрация примеси в слоях, выращенных в этом диапазоне температур, будет мала.

При создании многослойных, селективно легированных структур шаги 1 и 2 повторяются нужное число раз.

Необходимыми условиями для реализации предлагаемого метода селективного легирования являются точный контроль концентрации атомов примеси на поверхности роста и возможность моделировать распределение объемной концентрации примеси в зависимости от условий роста. Для выполнения первого условия за счет роста серии тестовых структур была проведена калибровка зависимости потока Sb от температуры источника. Структуры представляли собой однородно леги-

рованные слои Si, выращенные при $T_p = 320$ °C и различных температурах источника Sb. Концентрация атомов Sb в выращенных структурах определялась методом ВИМС, а электронов – из измерений эффекта Холла. Концентрации, полученные с помощью этих двух методов, совпали в пределах погрешности эксперимента, что свидетельствует о полной электрической активации атомов Sb и высоком кристаллическом качестве Si:Sb-слоев, выращенных в интервале температур роста, который предлагается использовать для формирования легированных слоев. Высокое кристаллическое качество структур подтверждено исследованием структур методом ПЭМ и тем, что для всех структур картина ДБЭ во время роста оставалась полосковой, характерной для планарного режима роста без развития значительной шероховатости поверхности. Полученная экспериментальная зависимость потока Sb от температуры источника позволила весьма точно задавать необходимый поток атомов примеси в диапазоне 10^{10} – 10^{12} см⁻²·с⁻¹.

Экспериментально полученные зависимости потока атомов Sb от температуры источника и коэффициента ее сегрегации от температуры роста (рис. 1) позволяют количественно, для каждого отдельного монослоя структуры, рассчитывать концентрацию атомов Sb на поверхности и в объеме структуры в зависимости от заданных условий роста. Это дает возможность на практике реализовать предлагаемый метод селективного легирования.

Предложенная методика селективного легирования была использована для создания в кремнии δ -слоев, легированных Sb. Алгоритм и параметры роста для данных структур предварительно были определены за счет моделирования распределения примеси. Согласно результатам ВИМС изменение концентрации Sb на порядок в легированных областях достигается на масштабе ~2–3 нм, а ширина легированных областей на их полувысоте (FWHM) составляет ~2.5–4 нм (рис. 2). Полученные значения соответствуют лучшим значениям, приведенным в литературе [1], но полученным с использованием сверхнизких (< 300 °C) температур роста. Применение метода селективного легирования Si, основанного на использовании сверхнизких температур роста, в отличие от предлагаемого в данной работе метода, приводит к значительному ухудшению кристаллического качества формируемых легированных слоев.

Кроме этого, дополнительные исследования распределения примеси в тестовых структурах и анализ распределения носителей заряда, рассчитанного из измерений ВФХ для структуры с одним δ -слоем, показали, что приведенные выше характеристики δ -слоев определяются возможностями метода ВИМС. Моделирование распределения примеси на основе экспериментально полученного из измерений ВФХ распределения носителей заряда показывает, что реальный размер δ -слоя, полученного с использованием предлагаемого метода, в направлении роста составляет ~1 нм.

С целью реализации предлагаемого метода для формирования селективно-легированных SiGe-

гетероструктур была исследована сегрегация Sb в напряженных SiGe-структурах. Исследования показали, что при одинаковых температурах роста коэффициент сегрегации Sb в напряженных SiGe-слоях значительно выше, чем в Si (рис. 3). Это связывается с тем, что присутствие напряжений сжатия дополнительно препятствует встраиванию атомов Sb, имеющих больший, по сравнению с Si и Ge, атомный радиус, в объем структуры, тем самым усиливая сегрегацию Sb.

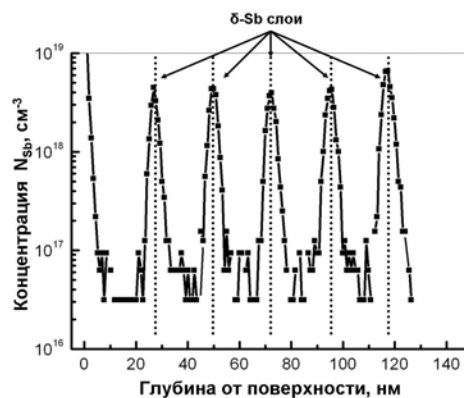


Рис. 2. Профиль распределения Sb в структуре с пятью δ -легированными слоями, полученный с помощью ВИМС

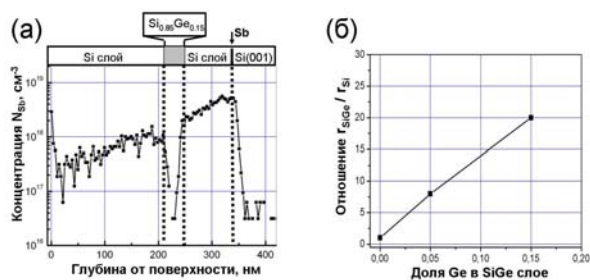


Рис. 3. Профиль ВИМС распределения Sb в структуре с напряженным SiGe-слоем (а) и отношение коэффициентов сегрегации в напряженном SiGe-слое и кремнии при температуре роста 425 °C (б)

Таким образом, в работе предложен метод селективного легирования Si- и SiGe-структур сурьмой, который основан на управляемом использовании её сегрегации. Продемонстрировано, что предложенный метод может быть использован для создания в Si δ -легированных Sb-слоев с высоким кристаллическим качеством, с характеристиками, соответствующими лучшим достигнутым значениям, приведенным в литературе.

Работа выполнена при финансовой поддержке программ президиума РАН, РФФИ (проект №11-02-00700-а), и Минобрнауки (проект № 2.1.1/6171). Авторы выражают благодарность Н.Д. Захарову за проведение ПЭМ-исследований.

1. H.-J. Gossmann and E. F. Schubert, Crit. Rev. Sol. St. Mater. Sci. **18**, 1 (1993).
2. K.D. Hobart, D.J. Godbey, M.E. Twigg, M. Fatemi, P.E. Thompson, D.S. Simons, Surface Science **334**, 29 (1995).
3. C.B. Arnold and M.J. Aziz, Phys. Rev. B **72**, 195419 (2005).

Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии

Ю.Г. Садофьев

Trion Technology, 1025 52nd Street, Tempe, AZ 85281, USA, e-mail: sadofyev@hotmail.com

Компактные твердотельные источники излучения терагерцового диапазона частот привлекательны для исследования молекулярных колебаний, спектроскопии, регистрации изображений, медицины и связи. Использование квантовых каскадных лазеров (ТГц ККЛ) для получения ТГц-излучения представляется одним из возможных путей достижения желаемых результатов. Для выращивания ТГц ККЛ используют метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Толщина квантово-размерной части структур составляет обычно 10 мкм, минимальная толщина барьерных слоев близка к 2 нм, а количество квантовых ям (КЯ) в структуре превышает 700. Допустимыми являются отклонения от заданных параметров слоев в пределах не более $\pm 1\%$.

Эти особенности предъявляют специфические требования к оборудованию для МПЭ, включая долговременную стабильность заданных плотностей молекулярных пучков, надежность и быстроту срабатывания заслонок, минимально возможную реакцию молекулярных пучков на открытие и закрытие заслонок, высокую скорость вращения подложки при проведении эпитаксиального процесса. Кроме того, специфика объекта требует разработки надежной системы предварительных калибровок скоростей роста эпитаксиальных слоев, обладающей погрешностью в десятые доли процента, и определения периодичности повторных калибровок при выращивании серии ТГц ККЛ структур.

Мы исследовали ТГц ККЛ на основе гетероперехода GaAs/Al_{0,15}Ga_{0,85}As с быстрым опустошением нижнего рабочего состояния лазера за счет резонансной релаксации с испусканием оптического фона в КЯ инжектора. Использовались конфигурации структур с каскадами, состоящими из четырех [1], трех [2] и двух [3] КЯ. В каскаде с 4 КЯ две КЯ ответственны за формирование верхнего и нижнего рабочих состояний прибора, и две КЯ формируют составной инжектор. В трехъямной структуре инжектор состоит из одной КЯ. В двухъямной структуре одна из КЯ формирует верхнее рабочее состояние, а возбужденное состояние квантовой ямы инжектора, отделенное на величину энергии оптического фона от основного состояния размерного квантования этой ямы, выполняет одновременно и функцию нижнего рабочего состояния прибора.

Эпитаксиальные структуры получали на установке EPINEAT фирмы Riber, предназначенной для выращивания слоев на подложках диаметром до 102 мм. Для калибровки заданных скоростей роста арсенидов галлия выращивали специально разработанную структуру двойного брегговского рефлектора (ДБР) с 1λ резонатором, с длиной волны $\lambda = 900$ нм. Сопоставление экспериментально

полученного спектра отражения данной структуры с рассчитанным теоретически позволяет методом подбора поправочных коэффициентов извлечь значения толщин слоев AlAs и GaAs (и соответственно, скоростей роста указанных материалов) с точностью, достаточной для выращивания ТГц ККЛ. Кроме того, полезным является и измерение спектра фотолуминесценции (ФЛ) указанных структур. При неизменных условиях возбуждения ФЛ оно позволяет отслеживать динамику изменения оптического качества эпитаксиальных слоев при последовательном проведении серии ростовых процессов.

По мере испарения материалов из тиглей плотность их потоков должна изменяться. Для установления характера изменения плотности молекулярных пучков галлия и алюминия от роста к росту мы выращивали упомянутую выше калибровочную ДБР структуру перед каждым образцом ТГц ККЛ в серии, состоящей из 14 таких образцов. На рис. 1 приведены температуры источников алюминия и галлия, необходимые для обеспечения заданных скоростей роста AlAs и GaAs, извлеченные из анализа спектров отражения ДБР. Как следует из рис. 1, поведение источника галлия невозможно предсказать наперед, по крайней мере, для используемой нами конструкции тигля из пиролитически осажденного графита, с сечением цилиндрической формы. Поток алюминия более стабилен из-за того, что расход алюминия примерно в 6 раз меньше расхода галлия. Вследствие непредсказуемости изменения плотностей молекулярных потоков от роста к росту калибровка с помощью ДБР-структур проводилась перед выращиванием каждого образца ТГц ККЛ и в дальнейших экспериментах. Это позволило достичь близкого к 100% выхода годных структур ТГц ККЛ.

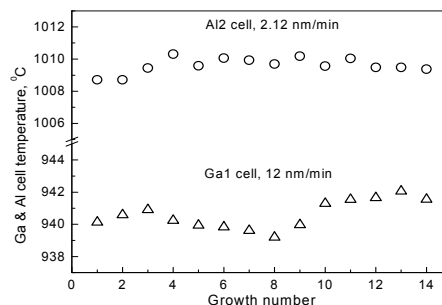


Рис. 1. Характер изменения температур источников галлия и алюминия, необходимых для обеспечения заданных скоростей роста в серии последовательно проведенных ростовых процессов

После выращивания структур ТГц ККЛ были измерены спектры рентгеновской дифракции высокого разрешения (HR XRD) этих структур. Пример полученного спектра приведен на рис. 2. Спектр содержит серию узких линий сателлитов,

из взаимного положения которых может быть извлечена информация о суммарной толщине каскада в квантово-размерной части образца, ответственного за их возникновение. Кроме того, было обнаружено, что информация о суммарной толщине квантово-размерной части структур (и при известном количестве каскадов – о толщине каждого каскада) может быть извлечена и из спектра оптического отражения. Он выглядят как серия осцилляций с монотонно изменяющимся интервалом между ними (рис. 3).

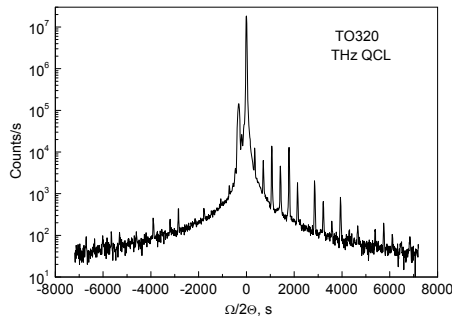


Рис. 2. Спектр рентгеновской дифракции высокого разрешения ТГц ККЛ структуры, предназначенной для работы на частоте 4.6 ТГц. Количество КЯ в каскаде – 4, количество каскадов – 183

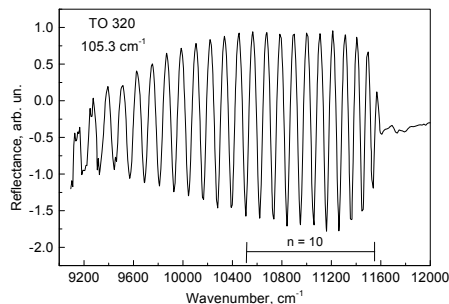


Рис. 3. Спектр отражения одной из ТГц ККЛ структур. На рисунке приведено усредненное на 10 интервалов значение периода осцилляций (в волновых числах)

Последнее обусловлено дисперсией коэффициентов преломления материалов КЯ и барьеров. Величина аперидичности осцилляций в приведенном на рис. 3 диапазоне длин волн вдвое превышает значение, вытекающее из величин изменений коэффициентов преломления массивных образцов арсенида галлия и AlGaAs с молярной долей алюминия $x = 0.15$. Возможно, что наличие в каскаде нескольких КЯ различной ширины и барьеров различной толщины приводит к тому, что данная структура воспринимается как вариант сверхрешетки с нарушенной периодичностью. В подобных структурах наблюдается [4] существенное изменение параметров дисперсии по отношению к ненарушенным структурам. Значение периода осцилляций (105.3 cm^{-1} – рис. 3), усредненное на несколько (10 в данном случае) интервалов между осцилляциями, хорошо коррелирует с данными рентгеновской дифрактометрии. Изменение толщины каскада на некоторую величину, регистрируемое методом HR XRD, сопровождается пропорциональным изменением усредненного периода осцилляций в спектре оптического отражения с противоположным знаком, если спектр отражения приведен относительно волновых чисел по оси абсцисс.

Полезная информация о воспроизводимости роста и оптическом качестве выращенных образцов может быть извлечена из анализа спектров межзонной фотолюминесценции (ФЛ), измеренных при комнатной температуре в отсутствие внешнего электрического поля, т.е. в нерезонансных условиях. Типичный вид спектра ФЛ приведен на рис. 4 для дизайна, включающего 4 КЯ и используемого для генерации излучения с длиной волны 65 мкм. Толщины 8 слоев каскада составляют **4.8/8.19/1.7/6.78/3.96/16.39/3.39/9.04** нм. Барьерные слои выделены жирным шрифтом. Наиболее интенсивная линия в спектре ФЛ обусловлена оптическими переходами между основными состояниями размерного квантования электронов и тяжелых дырок в наиболее широкой КЯ (16.39 нм), являющейся одной из КЯ инжектора. Вторая КЯ инжектора шириной 9.04 нм проявляется как плечо на коротковолновой ветви основного пика. Кроме того, в длинноволновой части спектра наблюдаются особенности, обусловленные интерференционными явлениями в квантово-размерной части структуры. Стабильность энергетического положения пиков квантовых ям при выращивании серии однотипных структур является признаком воспроизводимости технологии их получения, а интенсивность сигнала ФЛ дает информацию об оптическом качестве структуры.

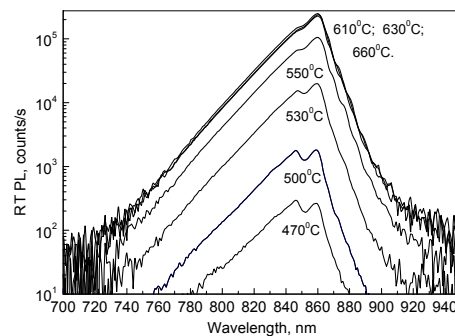


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции ТГц ККЛ структур, выращенных при температурах подложки в интервале 470 – 660 °С. Спектры измерены при комнатной температуре. Каскад структуры включает 4 КЯ. Структура предназначена для изготовления приборов работающих на частоте 4.6 ТГц

Вид спектра ФЛ остается, за исключением некоторых нюансов, качественно подобным для структур с 4 КЯ, предназначенных для генерации иных частот, а также и для структур с каскадами, включающими 3 или 2 КЯ. Сопоставление экспериментальных данных об энергетическом положении линий люминесценции, измеренной при низких температурах, с расчетными значениями, полученными в предположении отсутствия внешнего электрического поля, позволяет оценить точность, с которой выдержаны заданные параметры, по крайней мере, двух КЯ каскада.

1. Williams, B.S., Kumar, S., Hu, Q., Reno, J.L. High-power terahertz quantum-cascade lasers //Electronics Letters, 2006. V. 42, No. 2. P. 89-90.
2. Luo, H., Laframboise, S.R., Wasilewski, Z.R., Aers, G.C., Liu, H.C. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module //Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 041112.
3. Kumar, S., Chan, C.W.I., Hu, Q., Reno, J. Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation //Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. 141110.
4. Marsh, J.H. Quantum well intermixing //Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 1136-1155.

Монолитные белые светодиоды: подходы, технология, дизайн

В.М. Устинов¹, А.Ф. Цацульников¹, В.В. Лундин¹, А.В. Сахаров¹, А.Е. Николаев¹,
Е.Е. Заварин¹, А.Л. Закгейм², А.Е. Черняков², М.Н. Мизеров²,
Н.А. Черкашин³, М. Nutch³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург.

²НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург.

³Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research, 31055, Toulouse, France.

e-mail: vmust@beam.ioffe.ru

Прогресс в создании светодиодов на основе нитрида галлия в течение последних двух десятилетий позволил создать высокоэффективные твердотельные источники белого света с длительным сроком службы [1]. Однако до сих пор в качестве источников белого света используются светодиоды на основе люминофорных покрытий. Однако соединения на основе нитрида галлия позволяют перекрыть весь видимый диапазон излучения и, следовательно, создать белые светодиоды, основанные на принципе RGB-смешения. Наиболее перспективными светодиодами, использующими принцип RGB-смешения, являются монолитные белые светодиоды, т. е. светодиоды, имеющие в активной области несколько слоев InGaN, излучающих в диапазоне от синего до красного. Основной причиной отсутствия таких светодиодов является низкая эффективность светодиодов, излучающих в диапазоне длин волн более 530 нм [2].

Главной проблемой при создании светодиодов с требуемой длиной волны на основе InGaN/GaN-структур является то, что увеличение содержания индия в слоях InGaN в активной области светодиода, необходимое для сдвига излучения в длинноволновую сторону, осложнено большим рассогласованием параметров кристаллической решетки в системе GaN-InN, приводящим к возникновению значительных механических напряжений. В данной работе были исследованы методы синтеза активных областей InGaN/GaN для светодиодов желто-зеленого диапазона и подходы к созданию монолитных источников белого света, содержащих в активной области несколько квантовых ям (КЯ) InGaN, излучающих в различных областях спектра, смешение излучения которых дает белый свет.

Для преодоления проблемы формирования дислокаций был предложен дизайн активной области светодиодных структур «глубокого» зеленого диапазона, содержащей одну КЯ, осажденную на короткопериодную InGaN/GaN-сверхрешетку и отделенную от нее барьером GaN, выращенным при низкой температуре. Было показано, что данный дизайн активной области позволяет в 15–30 раз увеличить интенсивность излучения по сравнению со структурой, в которой InGaN КЯ осаждалась непосредственно на слой *n*-GaN. Использование данного подхода позволило создать светодиоды, излучающие в диапазоне длин волн 530–

560 нм с максимальной эффективностью 20–8%, соответственно (рис. 1).

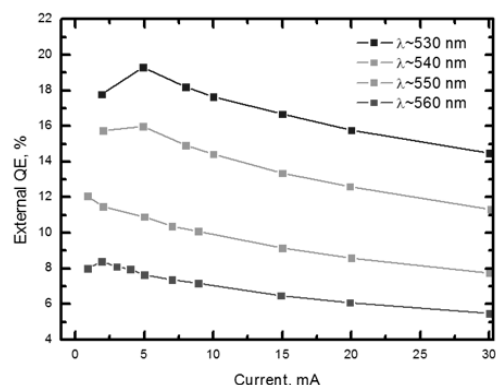


Рис. 1. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока для светодиодов зеленого диапазона, излучающих при различных длинах волн

Другим ключевым параметром при создании монолитного белого светодиода является реализация высокого индекса цветопередачи. Традиционно при разработке технологии роста активной области светодиода основное внимание уделяется реализации высокой эффективности излучения при малой ширине линии. Однако при создании источника белого света, основанного на смешении цветов, узость спектра излучения отдельных цветов будет приводить к уменьшению индекса цветопередачи [3].

Поскольку ширина линии излучения в светодиодах на основе InGaN зависит от степени неоднородности твердого раствора InGaN (чем больше степень неоднородности, тем больше ширина спектра излучения), были проведены исследования различных методов синтеза сверхтонких слоев InGaN, позволяющих влиять на структурные свойства таких слоев InGaN. Была разработана технология синтеза композитных квантовых точек InGaN/GaN/InAlN, основанная на трансформации тонкого слоя InGaN, осажденного на широкозонные островки InAlN (рис. 2). Была изучена трансформация тонкого слоя InGaN в массив островков при прерываниях роста после осаждения InGaN в азот-водородной атмосфере (рис. 2).

На основании проведенных исследований были изучены различные дизайны активной области монолитных светодиодов. Были созданы светодиодные структуры, содержащие в активной области КЯ, излучающие в синем (440–450 нм) и «глубо-

ком» зеленом (540–570 нм) диапазонах. Для создания монолитных источников света, содержащих несколько КЯ InGaN, необходимо обеспечить инжекцию носителей во все КЯ. Неоднородная инжекция приводит к тому, что интенсивность излучения уменьшается по мере увеличения расстояния между КЯ InGaN и областью *p*-легирования.

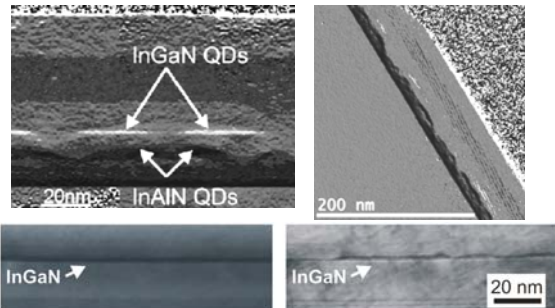


Рис. 2. Изображения просвечивающей электронной микроскопии композитных InGaN/GaN/InAlN квантовых точек (сверху) и слоя InGaN, выращенного без (слева снизу) и с (справа снизу) использованием прерываний роста с подачей водорода

Данный эффект приводит к зависимости интенсивности излучения этих слоев от величины тока и, следовательно, к зависимости от тока цветовых параметров. Было предложено использовать в качестве барьера между КЯ InGaN, излучающими в синей и зеленой областях спектра, короткопериодную сверхрешетку InGaN/GaN. Нами было показано, что такая сверхрешетка позволяет увеличить эффективность инжекции носителей в КЯ InGaN, расположенных на большом расстоянии от области *p*-легирования, и повысить эффективность излучения в светодиодных структурах.

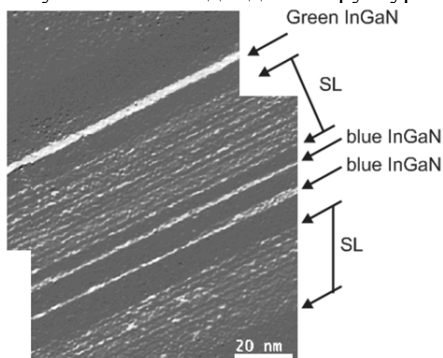


Рис. 3. Изображение просвечивающей электронной микроскопии активной области монолитного светодиода, содержащего две КЯ InGaN, излучающие в синем диапазоне, и одну КЯ, излучающую в зеленом диапазоне, разделенные короткопериодной сверхрешеткой InGaN/GaN

Были выполнены исследования оптических свойств монолитных светодиодов в зависимости от типа и параметров барьера, разделяющего InGaN КЯ, излучающие в различных спектральных диапазонах. Светодиодные структуры с тонким GaN-барьером показывают более высокое значение внешней квантовой эффективности, что, по-видимому, связано с меньшим общим содер-

жанием индия в структуре, либо с изменением характера инжекции. Однако в случае тонких барьеров интенсивность «синей» полосы значительно превышает интенсивность «зеленой» линии, что приводит к высокому значению коррелированной цветовой температуры (ССТ). Для монолитных светодиодов со сверхрешеткой в качестве барьера интенсивности «синей» и «зеленой» полос сопоставимы даже в случае значительной суммарной толщины сверхрешетки (24 нм). При этом соотношение интенсивностей «синей» и «зеленой» линий меняется в пределах 0.7–0.3 в зависимости от тока, протекающего через структуру. Данный факт свидетельствует о том, что, несмотря на значительное расстояние между КЯ, удается реализовать эффективную инжекцию носителей.

На рисунке 4 приведена цветовая диаграмма монолитного светодиода. Видно, что наблюдается сильная зависимость цветовых параметров от тока, что связано с изменением интенсивностей «синей» и «зеленой» полос при увеличении тока. ССТ при увеличении тока меняется в пределах от 6000 до 7600 К. Максимальный КПД созданных монолитных светодиодов достигает значения 5–7%.

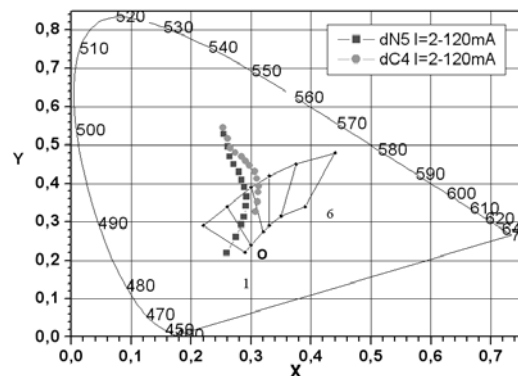


Рис. 4. Цветовые диаграммы МКО 1931 г. Точками отмечены координаты цветности при различных величинах тока для спектров от двух исследованных образцов с различным соотношением интенсивностей «синей» и «зеленой» линий

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ, Федерального агентства по образованию, и программы фундаментальных исследований президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов». Авторы выражают благодарность ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» за изготовление светодиодов.

1. Schubert, E.F. Light-emitting diodes / E. F. Schubert. – Cambridge University Press 2003.

2. Zukauskas, A. Introduction to Solid-State Lighting / A. Zukauskas, M. Shur, R. Gaska - J. Wiley & Sons, NY, 2002.

3. Chhajed, S. Influence of junction temperature on chromaticity and color-rendering properties of trichromatic white-light sources based on light-emitting diodes / S. Chhajed, Y. Xi, Y.-L. Li, Th. Gessmann, E. F. Schubert // Journal of Applied Physics. 2005. V. 97, № 5. P. 054506-054513.

Критическая толщина 2D–3D-перехода в процессе роста тонких пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$

В.А. Тимофеев, А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, С.А. Тийс, О.П. Пчеляков

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск.
e-mail: Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Важнейшей физической характеристикой, определяющей электронные и оптические процессы в Ge/Si-гетеросистемах с квантовыми точками, является спектр энергетических состояний носителей заряда. В связи с этим встает вопрос контроля энергетической структуры и электронных состояний в квантовых точках с целью получения объекта с заранее заданными свойствами. Энергетический спектр носителей заряда в квантовой точке определяется ее размерами, формой, составом и неоднородными полями упругих деформаций. Однако одновременный контроль всех этих параметров во время самоорганизации наноструктур весьма затруднен, что является фактором, сдерживающим в ряде случаев практическое применение квантовых точек. Решение проблемы «инженерии» электронной структуры систем с квантовыми точками заключается в помещении квантовых точек внутрь или поверх двумерной потенциальной ямы. Такая потенциальная яма представляет собой тонкий сплошной слой твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, изменение состава и толщины которого легко поддается технологическому контролю и позволяет управлять энергетической структурой системы квантовая точка – слой твердого раствора [1]. В такой системе помимо модификации спектра носителей заряда в квантовой точке путем изменения связывающего потенциала потенциалом двумерной ямы возникают дополнительные внутризонные переходы носителей зарядов с уровней квантовой точки в двумерные подзоны твердого раствора.

Наличие $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ -слоев твердого раствора дает возможность модернизировать систему Ge/Si(100) с целью улучшения приборных параметров, например, увеличение квантовой эффективности. В Ge/Si-*p-i-n*-фотодиодах с волноводной геометрией, реализованных на КНИ-подложках, получена квантовая эффективность 21% и 16% на длинах волн 1.3 и 1.5 мкм соответственно, что превышает значения этого же параметра для других подобных Ge/Si фотоприемников без латерального волновода. Вместо дорогостоящих КНИ-подложек, использующихся в фотодетекторах с волноводной геометрией, можно осадить слой твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на подложку Si(100), а ввиду того что показатель преломления $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ превышает показатель преломления Si, слой твердого раствора будет служить одной из границ волновода.

Анализ изменения морфологии поверхности твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ проводился методом дифракции быстрых электронов на отражение, являющимся основным методом контроля *in situ* при молекулярно-лучевой эпитаксии. Путем ана-

лиза изменений интенсивности и формы рефлексов картин ДБЭ, в процессе роста пленки твердого раствора, фиксировались морфологические переходы в слое: от двумерного к трехмерному росту (2D–3D) [2]. Исследование роста тонких пленок $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ осуществлялось в достаточно широком диапазоне изменения x (процентное содержание Ge) при толщинах 2D–3D-перехода, заведомо меньших толщин, соответствующих пластической релаксации и вводу дислокаций несоответствия.

По результатам анализа построена экспериментальная зависимость критической толщины 2D–3D-перехода для слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (рис. 1) при $T_{\text{п}} = 500$ °С (температура подложки). В литературе представлены экспериментальные данные для критических толщин 2D–3D-перехода при температуре роста 700 °С. На рис. 1, кроме того, для сравнения показаны теоретические зависимости критических толщин от состава, отражающего появление дислокаций несоответствия, для температуры подложки 550 °С (Dodson и Tsao) и 750 °С

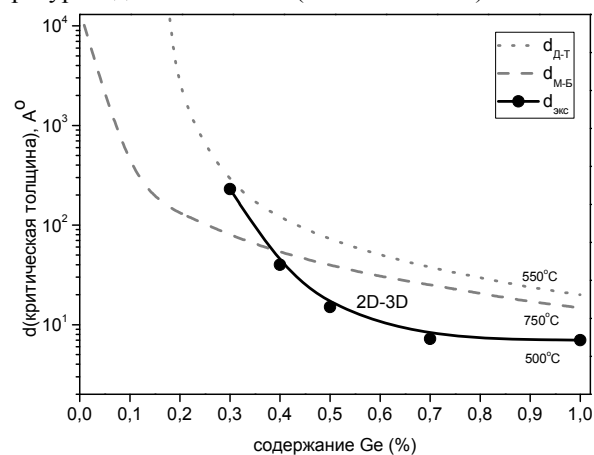


Рис. 1. Семейство кривых для функции критической толщины слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ от содержания Ge(x): 2D–3D-переход при температуре роста $T_{\text{п}} = 500$ °С (экспериментальная) до введения дислокаций несоответствия и при 550 °С, 750 °С (теоретические) на границе введения дислокаций

(Matthews и Blakesley) [4]. Кривая критической толщины морфологического 2D–3D-перехода от содержания Ge в слое $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ имеет нелинейную зависимость с выходом на насыщение при приближении к 100% Ge. Полученная зависимость критической толщины 2D–3D-перехода аналогична по поведению теоретическим, но существенно отличается от них количественно. Одной из причин такого различия является то, что расчетные зависимости сделаны для момента пластической релаксации твердого раствора с введением дисло-

каций, а экспериментальные результаты соответствуют бездислокационным напряженным слоям. Наблюдаемая нелинейность, уменьшающаяся в сторону больших x , объясняется нарастанием энергии упругих напряжений в слое твердого раствора.

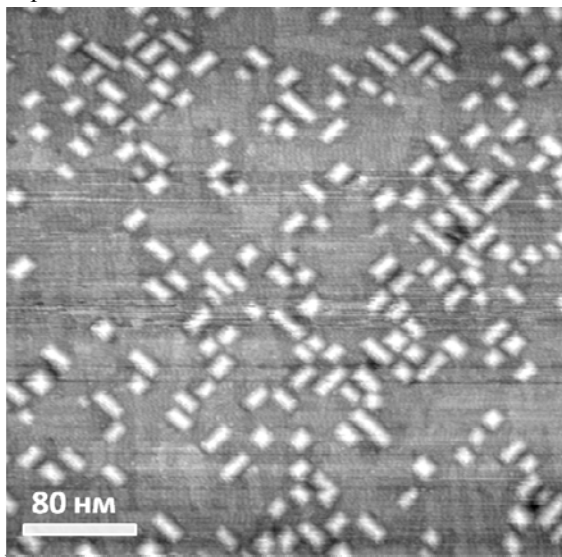


Рис. 2. СТМ-изображение $\times 400$ нм для системы Ge/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ /Si, содержание Ge в слое твердого раствора $x = 0.3$, $d_{\text{SiGe}} = 15$ нм

При росте структур с наноструктурами Ge преимущественной для наших исследований является температура подложки 500°C , потому как именно она является наиболее оптимальной для получения островков, выступающих в роли квантовых точек [3]. В нашем случае островки Ge, растущие на поверхности двумерного сплошного слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, получают пирамидальной формы. Методом СТМ-микроскопии проведен анализ изменения морфологии поверхности для системы Ge/ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ /Si с разным процентным содержанием Ge в слое твердого раствора. На рис. 2 представлено СТМ-изображение, отражающее морфологию поверхности пленки Ge толщиной 3.8 нм с подстилающим слоем твердого раствора $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$. На поверхности наблюдаются только островки в виде “hut”-кластеров, характерных по форме, плотности и размерам для островков Ge на поверхности Si(100). Это свидетельствует о том, что механизм их формирования аналогичен, а наличие напряженного слоя твердого раствора оказывает основное влияние на критические толщины морфологических переходов. Для определения влия-

ния состава твердого раствора на свойства массива островков Ge была построена зависимость плотности и размеров островков от содержания германия от 20% до 100%, которая представлена на рис. 3. Для меньших составов данных нет вследствие неоднозначности выбора толщины твердого раствора из-за сложности определения 2D–3D-перехода (см. рис. 1). Наблюдается уменьшение размеров островков и увеличение их плотности с ростом содержания Ge в слое твердого раствора. Для понимания причин, определяющих данную зависимость необходимо проведение более детального исследования.

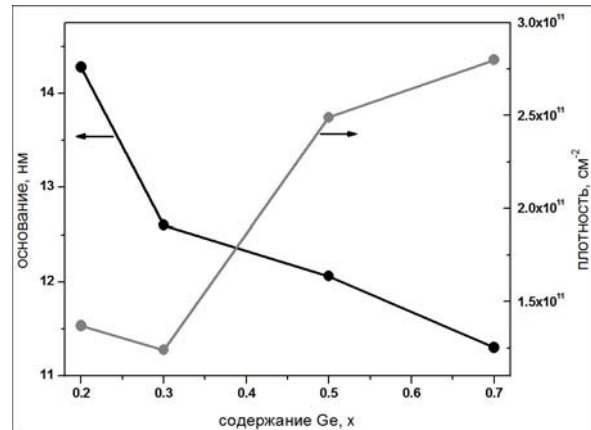


Рис. 3. Зависимости плотности и размера островков Ge, растущих на поверхности слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, от содержания Ge в твердом растворе

Таким образом, получена зависимость критической толщины 2D–3D-перехода от состава при росте твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Атомарно гладкие нерелаксированные слои GeSi использовались в качестве исходной поверхности для формирования наноструктур Ge. Изучено влияние содержания германия в твердом растворе на свойства массива островков. Полученные результаты позволят получать бездислокационные двумерные слои $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, используемые при росте многослойных периодических Ge/Si-структур, в том числе с квантовыми точками.

1. *Zhensheng Tao, Ning Zhan, Hongbin Yang, Yan Ling, Zhenyang Zhong, Fang Lu*, Appl. Surf. Sci. 255, 3548–3551 (2009).
2. *O.P. Pchelyakov, V.A. Markov, A.I. Nikiforov, and L.V. Sokolov*, TSF 306, 299 (1997).
3. *Д.В. Юрасов, Ю.Н. Дроздов*, ФТП 42, №5, 582 (2008).
4. *K. Brunner*, Rep. Prog. Phys. 65, 27-72 (2002).

Фазовый переход $\text{Si}(001)-(2 \times 1) \leftrightarrow \text{Si}(001)-c(8 \times 8)$, наблюдаемый на чистой поверхности после удаления слоя SiO_2

Л.В. Арапкина, Л.А. Крылова, В.А. Чапнин, К.В. Чиж, В.М. Шевлюга, В.А. Юрьев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.
e-mail: arapkina@kapella.gpi.ru

Исследования проводились с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) GPI-300, соединенного с камерой молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Ribeg EVA32. Образцы вырезались из пластин $\text{Si}(100)$ марки КДБ-12. Химическая очистка пластин проводилась различными методами: травлением в RCA или смеси HNO_3 и HF , травлением в RCA и гидрированием поверхности в 5%-ном растворе HF , – позволяющими создавать различные защитные слои на поверхности пластины: слои SiO_2 разной толщины или «слои» атомов водорода (Si:H). Для удаления защитного слоя применялся один из двух способов: кратковременный высокотемпературный отжиг в камере МЛЭ ($\sim 800^\circ\text{C}$) или удаление слоя SiO_2 в слабом потоке атомов Si при температуре 800°C . После отжига образцы охлаждались до комнатной температуры со скоростью $0,4^\circ\text{C/s}$ (закалка) или $0,17^\circ\text{C/s}$ (медленное охлаждение). Поверхность образцов исследовалась методами *in situ* ДБОЭ и СТМ.

По изменению картин ДБОЭ во время высокотемпературных отжигов установлено, что после удаления SiO_2 непосредственно при температуре отжига на поверхности формируется структура (2×1) . Во время охлаждения образца в интервале температур $550\text{--}600^\circ\text{C}$ наблюдается фазовый переход от структуры (2×1) к структуре $c(8 \times 8)$. Фазовый переход обратим. При повторном нагреве образца в этом же температурном интервале структура $c(8 \times 8)$ замещается структурой (2×1) . При последующем охлаждении формируется структура $c(8 \times 8)$ и т.д. СТМ-исследование очищенной поверхности подтвердило результаты, полученные методом ДБОЭ: на поверхности наблюдалась структура $c(8 \times 8)$. На рис. 1 представлены СТМ-изображения поверхности $\text{Si}(001)$, полученные на образце с несколькими циклами нагрев – охлаждение.

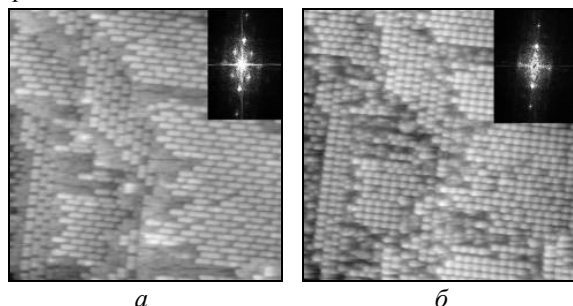


Рис. 1. СТМ-изображения поверхности $\text{Si}(001)$ после двух циклов «нагрев до температуры 925°C – охлаждение», размер кадра 50×50 нм: *а* – режим свободных состояний; *б* – режим заполненных состояний. На вставках показаны результаты фурье-преобразования

На поверхности хорошо видна структура, образованная рядами «прямоугольников». Степень заполнения поверхности $\text{Si}(001)$ этой структурой зависела от скорости охлаждения образца и толщины слоя SiO_2 . После закалки образцов вся поверхность была занята структурой $c(8 \times 8)$. При уменьшении скорости охлаждения степень заполнения уменьшалась. На части поверхности, не занятой $c(8 \times 8)$, наблюдалась реконструкция (2×1) . На образцах, имевших более тонкий слой SiO_2 (после травления в RCA) и термообработанных при температуре $\sim 800^\circ\text{C}$, методом СТМ наблюдались следы структуры $c(8 \times 8)$ (рис. 2). На поверхности образцов, обработанных в слабом потоке атомов Si при 800°C , также выявлялась структура $c(8 \times 8)$ (рис. 3). Картины дифракции электронов на образцах с малой долей заполнения поверхности структурой $c(8 \times 8)$ соответствовали структуре (2×1) .

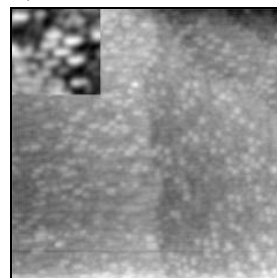


Рис. 2. СТМ-изображение поверхности $\text{Si}(001)$, полученной в результате очистки кратковременным отжигом при 800°C (охлаждение закалкой, образец имел тонкий слой SiO_2 после RCA-обработки); размер кадра 70×70 нм (размер вставки 11×11 нм). Дифракционные картины соответствовали структуре (2×1)

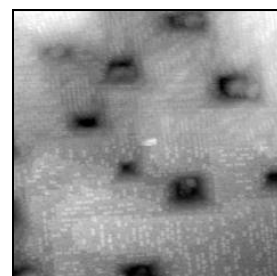


Рис. 3. СТМ-изображение поверхности $\text{Si}(001)$, полученной в результате очистки в слабом потоке атомов Si при температуре 800°C , охлаждение закалкой; размер кадра 99×99 нм. Дифракционные картины соответствовали структуре (2×1) .

На базе экспериментальных данных была построена модель структуры $c(8 \times 8)$ [1, 2, 3]. Структура состоит из двух слоев: верхний слой образован ад-атомами (*ad-atoms*) Si ; нижний слой имеет структуру (2×1) . Нижний слой «управляет» распо-

ложением ад-атомов Si верхнего слоя. Предложена модель образования данной структуры. Во время удаления слоя SiO₂ на поверхности образуются ад-атомы Si, которые не расходятся в реакции разложения SiO₂. Вследствие того, что температура процесса низка, эти ад-атомы не могут десорбироваться с поверхности. При высокой скорости охлаждения ад-атомы Si не успевают аннигилировать на дефектах и моноатомных ступенях поверхности и образуют структуру c(8×8). Причина стабилизации ад-атомов именно в такую структуру пока не ясна. В работах [4, 5, 6] теоретически показано, что на поверхности Si(001) ад-атомы Si могут образовывать устойчивые комплексы, состоящие более чем из двух димеров. Наша модель основывается на предположении, что структура формируется димерами Si и их комплексами. Мы предполагаем, что взаимное расположение «прямоугольников» в ряду и в соседних рядах является результатом взаимодействия полей упругих напряжений, которые существуют вокруг каждого «прямоугольника» [3]. Точка фазового перехода (~ 600 °C) соответствует температуре, при которой замедляется миграция ад-атомов Si по поверхности. Изменение в процессе миграции атомов на поверхности (001) в интервале температур 550–600 °C наблюдалось нами при исследовании процессов удаления атомов водорода с поверхности Si(001) и процессов образования квантовых точек Ge на поверхности Si(001). Наблюдаемый фазовый переход связан с процессом удаления слоя SiO₂ с поверхности. Это подтверждается данными, полученными при исследовании поверхности Si(001) после отжига образцов с защитным слоем Si:H: в этом случае описанный выше эффект не наблюдался. В зависимости от температуры отжига образцов со слоем Si:H на поверхности образуется либо структура (2×1), либо структура c(4×4). Структура (2×1) образуется в результате

термообработки при 800 °C, а c(4×4) – при 650 °C.

Итак, нами проведено исследование структурных свойств поверхности Si(001), получаемой в результате применения различных методов очистки, используемых при подготовке к МЛЭ. Установлено, что после удаления оксидной пленки на поверхности Si(001) может существовать реконструкция c(8×8). Образование c(8×8) наблюдается как фазовый переход от структуры (2×1) к структуре c(8×8) в процессе охлаждения образца в интервале температур 600–550 °C. Переход между реконструкциями обратим. Представлены модели строения и образования структуры c(8×8).

1. *Arapkina, L. V., Shevlyuga, V. M., Yuryev, V. A.* Structure and peculiarities of the (8×n)-type Si(001) surface prepared in a molecular-beam epitaxy chamber: a scanning tunneling microscopy study // Письма в ЖЭТФ. **87** (2008) 247.

2. *Arapkina, L. V., Yuryev, V. A., Shevlyuga, V. M., Chizh, K. V.* Phase transition between (2×1) and c(8×8) reconstructions observed on the Si(001) surface around 600°C // Письма в ЖЭТФ. **92** (2010) 346.

3. *Arapkina, L. V., Yuryev, V. A., Chizh, K. V., Shevlyuga, V. M., Storojevyyh, M. S., Krylova, L. A.* Phase transition on the Si(001) clean surface prepared in UHV MBE chamber: a study by high resolution STM and *in situ* RHEED // Nanoscale Research Letters, 2011, in press; arXiv:1009.3909.

4. *Kubo, T., Agura, T., Takagi, N., Nishijima, M.* Investigation on the surface electronic states of the Si(001) c(4×2) and c(8×8) surfaces: an electron energy loss spectroscopy study // Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) L975.

5. *Liu, H. W., Yang, H. Q., Guo, H. M., Wang, Y. L., Lin, X., Pang, S. J., Gao, H. J.* Patterns formed on the dimer vacancy array of Si(100) by self-assembly // Nanotechnol. **13** (2002) 729.

6. *Pala, R. G. S., Liu, F.* Critical epinucleation on reconstructed surfaces and first-principle calculation of homonucleation on Si(001) // Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 136106.

Inelastic electron tunneling spectroscopy: a route to the identification of the tip-apex structure

G.G. Rusina^{1,2}, L. Vitali³, S.D. Borisova¹, E.V. Chulkov^{4,5}, Klaus Kern^{3,6}

¹Institute of Strength Physics and Materials Science, pr. Akademicheskii 2/1, 634021 Tomsk, Russia.

²Tomsk State University, pr. Lenina 35, 634045 Tomsk, Russia.

³Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstr. 1, D-70569 Stuttgart, Germany.

⁴Donostia International Physics Center (DIPC), Paseo de Manuel Lardizabal 4, 20018; San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

⁵Centro de Física de Materiales–CFM, CSIC-UPV/EHU, Apartado 1072, 20080, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain.

⁶Institut de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), CH-1015 Lausanne, Switzerland.

e-mail: rusina@ispms.tsc.ru

Here, we demonstrate by combining scanning tunneling microscopy (STM) and spectroscopy (IETS-STM) with numerical simulations based on embedded atom method (EAM) that indeed the inelastic signal is constituted by lattice vibrations generated both at the surface and at the tip [1, 2]. The spectrum experimentally recorded on a clean and topographically flat terrace using a copper terminated tip clearly indicates that features characteristic of the lattice dynamics of a clean Cu (111) surface [3] are superimposed to phonon modes typical of small metal clusters. This copper surface is an ideal system to study the influence of the tip as the phonon spectrum of the surface is featureless in the low-energy range where the metal clusters show characteristic vibrational modes. These can therefore be distinguished and assigned to well-defined atomic structure of the tip apex, which in turn can be identified through the analysis of these modes.

The experiments were performed using a home-built scanning tunneling microscope operated at 6K in ultrahigh vacuum (UHV) with a base pressure of $1 \cdot 10^{-11}$ mbar. The Cu (111) single crystal has been cleaned in UHV by cycles of Ar⁺-ion sputtering and annealing. The STM tip, chemically etched from tungsten wire, was treated *in vacuo* by electron field emission and soft indentation into the copper surface. This assured a spectroscopically featureless tip near the Fermi energy. Given this preparation, the tip was most likely covered by copper atoms derived from the substrate. A representative inelastic electron tunneling spectrum obtained on a clean and topographically flat terrace on a Cu (111) surface is shown in Fig 1 (a). The inelastic loss features in the conductance are transformed into peaks at the onset of the loss modes for positive sample bias and into minima for negative sample bias, respectively. These are centered at 3.4 meV, 13.3 meV, and at about 27 meV, respectively. In order to increase the signal-to-noise ratio, the inelastic spectrum has been measured at reduced tip-sample distances by approaching the tip closer to the surface. The distance has been reduced stepwise from the tunneling conditions up to 1.9 Å where the spectra presented in this study have been measured. Firstly, we modeled the phonon spectrum of a fully relaxed clean Cu (111) surface with EAM calculations [3].

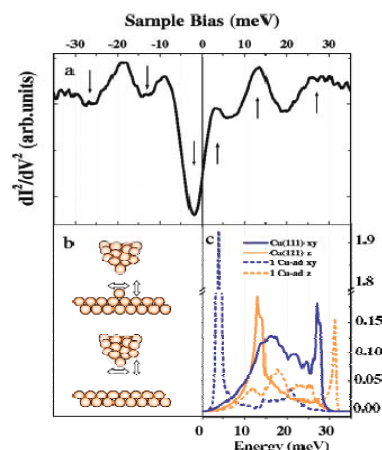


Fig. 1. Vibrational spectra: (a) experimentally measured inelastic scanning tunneling spectrum on a clean Cu(111) surface. (b) Sketch representing two different configurations which lead to identical inelastic tunneling electron spectroscopy spectra: (top) the Cu adatom is adsorbed on the surface or (below) a single Cu adatom is located on the tip apex and its inelastic electron tunneling signal adds to the one of the clean and flat Cu surface. (c) Theoretically calculated phonon spectra of a clean Cu (111) surface and of a single Cu adatom on its surface

The phonon spectrum of this surface is presented in Fig. 1(c). Two contributions dominate the phonon spectrum of this surface: an out-of-plane Rayleigh mode at 13.4 meV and an in-plane mode at 27.9 meV. The energy position of these two modes is in very good agreement with two of the experimentally measured inelastic excitations. As low-energy inelastic excitations are characteristic of small clusters of atoms [3], the vibrational spectrum of a single copper atom adsorbed onto the Cu (111) surface, as schematically drawn in the upper part of panel (b), has been calculated. The predicted vibration spectrum projected as in-plane and out-of-plane lattice displacement is shown in Fig. 1(c). Two strong excitation modes corresponding to vibrations of the Cu adatom parallel (3.9 meV) and perpendicular (31.4 meV) to the surface can be seen. The latter can account for the asymmetric broadening of the energy-loss structure observed at about 27 meV in the measured spectrum shown in Fig. 1(a). The predicted in-plane vibrational mode at low energy is in striking agreement

with the experimental observation. Considering that the experimentally measured spectrum has been achieved on a clean and flat surface, where no adatoms have been seen in the topographic image at the measured position, the very good agreement of the lowest-energy mode with the prediction for the in-plane vibration of a single adatom might be surprising. However, if we take into account that the vibration of the whole system can comprise the sum of the inelastic features of the surface and of the tip, a different interpretation is possible. We propose here that this mode reflects the inelastic excitation of a single copper adatom located at the tip apex, as sketched in the lower part of Fig. 1(b). The measured IETS-STM spectrum consists then of a superposition of the inelastic spectra of the clean Cu (111) surface and of that generated at the apex of the scanning tip. In fact, the two different topographic configurations sketched in Fig. 1(b), namely, the copper adatom located on the surface and the copper adatom located at the apex of the scanning tip generate the same vibrational spectrum. The two configurations can only be distinguished through a topographic characterization of the measured

position. To further sustain our assignment that the observed inelastic features are a superposition of surface phonons and vibrational modes of the tip, we have measured inelastic spectra on the same surface with different tip apexes. These have been prepared by soft indentation into the clean surface. In Fig. 2(a), we show a direct comparison of one such spectrum with the original of Fig. 1(a). At first glance, it is evident that the upper spectrum contains a larger number of vibrational features than the one obtained with a single-atom terminated tip previously discussed. The arrows, as a guide to the eyes, highlight the peaks positions. Knowing that the number of allowed lattice displacements increases with the increasing number of atoms forming a cluster, it can be expected that this spectrum is obtained by probing the vibrations of the Cu (111) surface with a non-monatomic tip apex. Knowing that the number of allowed lattice displacements increases with the increasing number of atoms forming a cluster, it can be expected that this spectrum is obtained by probing the vibrations of the Cu (111) surface with a non-monatomic tip apex. In Fig. 2 (lower panel) the predicted vibrational spectrum of a system composed by a Cu (111) surface and a tip apex formed by a single or a 3-atoms-cluster termination. The two predicted spectra differ therefore only in the contribution of the tip apex while the calculated surface contribution is the same in both cases. The predicted spectrum of the trimer terminated tip shows additional peaks in the low-energy region.

The overall agreement between the theoretically predicted spectrum and the experimentally measured is excellent, allowing us to identify also in this case the structure of the tip apex.

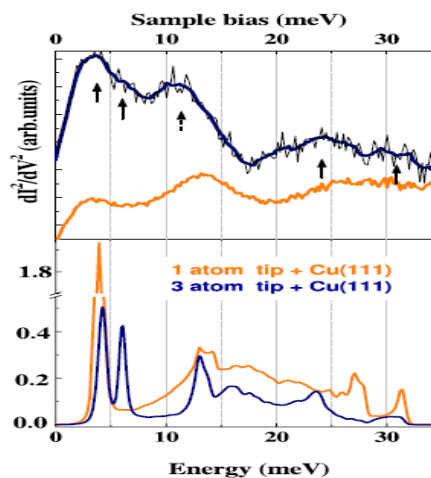


Fig. 2. Tip configuration determining the vibrational spectra in a STM junction. (Upper panel): experimentally measured inelastic tunneling spectra on a clean Cu(111) surface with two different tip terminations. The increased number of peaks in the upper spectrum is indicative of a non-monatomic termination of the tip apex. (Lower panel): theoretically predicted phonon spectra for a monoatomic and 3-atoms cluster on Cu(111) surface.

This work clearly demonstrates that the IETS-STM spectrum measured on a metal surface contains contributions of two different origins: the surface modes and the vibration of the tip apex. This provides on one side a tool to distinguish through the tunneling electrons sharp and blunt tip apex and on the other side, it indicates that the phonon contributions of the tip play a significant role in the energy dissipation of the tunneling electrons. We believe that this has relevant consequences in the characterization of electron transport through nanoscale size junction, where the tip of the STM is used to contact adsorbed nanoscale structures [4]. Indeed, several studies have demonstrated that not only do phonons influence the transport properties but also that they might lead to the instability of the junction [4].

1. Jansen A.G.M. *et al.* Direct measurement of electron-phonon coupling $\alpha^2 F(\omega)$ using point contacts: Noble metals. //Phys. Rev. B. 1977. V. 16. P. 1325.
2. Koneda T. *et al.* //Science. 2008. V.295. P.2055.
3. Borisova S.D. *et al.* Vibrations of small cobalt clusters on low-index surfaces of copper: Tight-binding simulations // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 075428.
4. Licia Vitali *et al.* Kondo Effect in Single Atom Contacts: The Importance of the Atomic Geometry // Phys. Rev. Letter. 2008. V. 101. P. 216802.

Взаимодействие азота с единичными наноразмерными кластерами титана

М.В. Гришин, А.К. Гатин, В.А. Харитонов, Б.Р. Шуб

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва.
e-mail: grishin@chph.ras.ru

Титан является одним из важнейших конструктивных материалов. Вопросы взаимодействия титановых поверхностей с газами, в частности с молекулярным азотом, находящимся даже при низких давлениях, представляют значительный интерес. Ниже приводятся результаты исследования процессов адсорбции азота на единичных кластерах титана, выполненные с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ).

Экспериментальная часть работы была выполнена на сверхвысоковакуумной установке (давление остаточных газов $P \sim 1 \cdot 10^{-8}$ Па), укомплектованной сканирующим туннельным микроскопом, оже-спектрометром, масс-спектрометром. Контроль состояния поверхности титана осуществлялся по мониторингу вольт-амперных зависимостей туннельного тока наноконтакта СТМ с использованием «обращенной» схемы спектроскопических измерений [1].

Измерены зависимости туннельного тока от напряжения, приложенного к наноконтакту СТМ, в диапазоне экспозиций поверхности титана в атмосфере азота (0–30)L. Зависимость ширины запрещенной зоны от величины экспозиции поверхности титана в атмосфере молекулярного азота представлена на рис. 1. Максимальное значение запрещенной зоны – 1,6 эВ соответствует экспозиции 10 L.

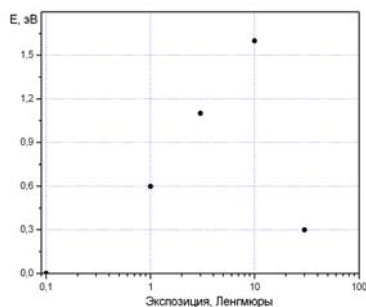


Рис. 1. Зависимость ширины участка с нулевой проводимостью на I(V)-кривых от экспозиции

Немонотонная зависимость ширины запрещенной зоны от длительности экспозиции поверхности образца в азоте связана с особенностями распределения адсорбированных атомов азота на титане: имеются два химически неэквивалентных состояния азота на поверхности титана. Они связываются ими с октопорами между первым и вторым монослоями титана и поверхностными центрами, расположенными непосредственно над атомами титана на расстоянии 2 Å.

По данным работы [2] при комнатной температуре во время диссоциативной адсорбции на монокристалле титана Ti(0001) при малых экспозициях (до 15L) атомы азота проникают под верхний слой атомов титана и локализуются на рас-

стоянии 1,2 Å от них. Адсорбция азота на октопорах и образование химических связей между атомами титана и азота, валентные 2p-состояния которого сдвинуты приблизительно на 3 эВ ниже уровня Ферми поверхности титана ($E_F \approx 4,5-4,6$ эВ), приводит к уменьшению электронной плотности состояний поверхности [3]. В результате по мере увеличения количества адсорбированного на октопорах азота происходит расширение участка с $I=0$ на I(V)-зависимостях.

При дальнейшем увеличении экспозиции начинается адсорбция азота над первым монослоем титана. Эти атомы азота имеют валентные 2p-состояния, энергия которых располагается вблизи уровня Ферми металла. Именно они вносят основной вклад в формирование туннельного тока. Следовательно, по мере заполнения поверхностных центров туннельный ток будет расти, а участок с $I=0$ на I(V)-зависимостях сокращаться вплоть до полного исчезновения.

На спектроскопических зависимостях, измеренных после экспозиции образца в атмосфере азота 500L, отчетливо видны две особенности – максимумы при энергиях –0,75 и +1 эВ, рис. 2. Согласно представлениям, развитым для объяснения аналогичных особенностей спектроскопических зависимостей для оксидов металлов [1], парные максимумы возникают при резонансном туннелировании электронов через энергетический уровень дефекта наноксида – кислородной вакансии. Отсутствие атома азота в образующейся при адсорбции нитридоподобной структуре приводит к такому же эффекту. Расчет, выполненный по методике, описанной в работе [1], позволяет оценить энергию электронного уровня азотной вакансии, которая равна приблизительно 0,43 эВ.

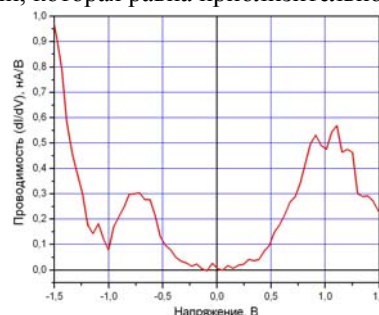


Рис. 2. Спектроскопическая зависимость, содержащая парную особенность

Работа поддержана РФФИ, гранты № 10-03-00602 и 11-03-00342.

1. Гатин А.К., Гришин М.В., Далидчик Ф.И., Ковалевский С.А., Колченко Н.Н. // Химическая физика. 2006. Т. 25, № 6. С.17.
2. Shih Y.D., Jona F., Jepsen D.W. and Marcus P.M. // Phys. Rev. Letters. 1976. V. 36, N. 14. P. 798.
3. Медведева Н.И., Кузнецов М.В., Ивановский А.Л. // Физика металлов и металловедение. 1999. Т. 88, № 2. С. 23.

Измерение работы выхода в чистых и допированных углеродных нанотрубках

А.А. Жуков¹, В.К. Гартман¹, А.А. Елисеев²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Институтская ул. д. 2, Черноголовка.

² Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва.

e-mail: azhukov@issp.ac.ru

В последнее время наметилось увеличение интереса как к самим углеродным нанотрубкам (УНТ), так и к материалам на их основе. Данный интерес вызван потенциальными возможностями применения этих новых материалов для создания новой элементной базы для электроники (высокоскоростные транзисторы, фотодетекторы, молекулярные датчики и т. д.).

Свойства УНТ зависят как от структуры самой трубки (ее диаметр и киральность), так и от допирования, которое осуществляется либо размещением атомов снаружи (декарирование), либо внутри трубки (интеркаляция). Примером существенного влияния на электронную проводимость углеродных систем, например фуллерена C_{60} , является возникновение сверхпроводимости в данном материале при его допировании атомами Rb или Cs. Допирование УНТ приводит как изменению ее электронной проводимости, так и к уменьшению работы выхода УНТ. В данной работе при помощи метода зонда Кельвина были измерены локальные значения работы выхода недопированных одностенных и многостенных УНТ, а также пучков одностенных УНТ. Кроме того, была локально измерена работа выхода одностенных УНТ, интеркалированных CuI. Одновременно с методом зонда Кельвина применялся также метод локального измерения дифференциальной емкости как для определения электронной структуры исследуемых трубок, так и для исследования проводимости сетки одностенных УНТ.

В нашем эксперименте в качестве подложки использовалась кремниевая шайба с p -типом допирования, которая служила в качестве заднего затвора и которая была покрыта оксидом кремния толщиной 1000 нм. На поверхности оксида кремния была напылена палладиевая сетка, период ячеек сетки 10.25 мкм. На поверхность подложки с сеткой наносилась взвесь УНТ в изопропиловом спирте. Местоположение трубок далее определялось при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) после высыхания спирта.

Многостенные УНТ выращивались методом дугового разряда [1]. Одностенные УНТ были выращены при помощи метода дугового разряда с использованием Y/Ni-катализатора. Способ выращивания одностенных трубок, а также процесс их интеркалирования соединением CuI подробно описаны в работе [2].

Интеркалированные CuI УНТ уже исследовались подробно как при помощи рамановской спектроскопии, так и при помощи просвечивающего электронного микроскопа [3]. Анализ раманов-

ских спектров (дышащей моды и G -моды) свидетельствует о том, что происходит усиление связей между атомами углерода в УНТ; это означает, что CuI выступает в качестве акцептора. Кроме того, подробный анализ изображений, полученных при помощи просвечивающего электронного микроскопа, позволяет сделать вывод о наличии кристаллической структуры CuI внутри УНТ с кристаллографическими осями $\langle 001 \rangle$ или $\langle 1-10 \rangle$, направленными вдоль оси трубки.

Для исследования особенностей электронной системы УНТ и характеристики самих трубок мы применяли три сканирующие методики: измерение топографии, метод зонда Кельвина, а также локальное измерение дифференциальной емкости образец-острие АСМ (dC/dz , где ось z направлена перпендикулярно к поверхности подложки). Измерения были проведены с применением сканирующего микроскопа фирмы NT-MDT. В эксперименте использовался проводящий кантилевер, покрытый алмазом. Как в случае измерения методом зонда Кельвина, так и в случае измерения локальной дифференциальной емкости использовалась двухпроходная методика, подробно описанная в работе [4]. Следует отметить, что при измерении работы выхода методом зонда Кельвина измеряется не абсолютная величина, а разность работ выхода материала исследуемого образца и материала зонда АСМ. Таким образом, в нашем эксперименте сетка из Pd служила не только в качестве одного из контактов к УНТ, но и в качестве эталонного материала с известной работой выхода, используемого для калибровки. Все эксперименты были проведены при атмосферном давлении, на воздухе с относительной влажностью от 20% до 40%. Точность определения работы выхода составляет 0.01 эВ. Для уменьшения влияния адсорбированных на поверхность УНТ молекул воды трубки перед экспериментом помещались на 3 часа на плитку с температурой 110 °С. Эксперименты были проведены на нескольких УНТ и пучках УНТ. Результаты измерения работы выхода приведены только для одной многостенной УНТ, одной сетки из недопированных одностенных УНТ и одной сетки из одностенных УНТ, допированных CuI.

На рис. 1 представлены изображения недопированных УНТ, полученных методом зонда Кельвина, на рис. 1, а приведен результат измерения работы выхода многостенной УНТ. Диаметр УНТ равен 12 нм. Измеренная величина работы выхода (Φ) составляет 4.95 эВ. Данная величина не только практически не меняется вдоль трубки, но и остается

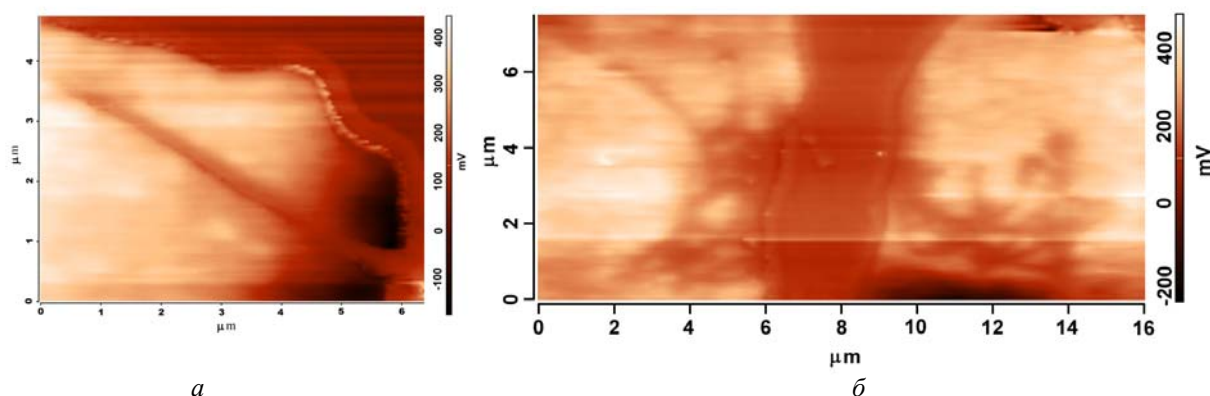


Рис. 1. Результаты измерения методом зонда Кельвина единичной многостенной трубки (а) и сетки из одностенных трубок и пучков трубок (б). Трубки недопированные. Полученные значения для работы выхода приведены в основном тексте

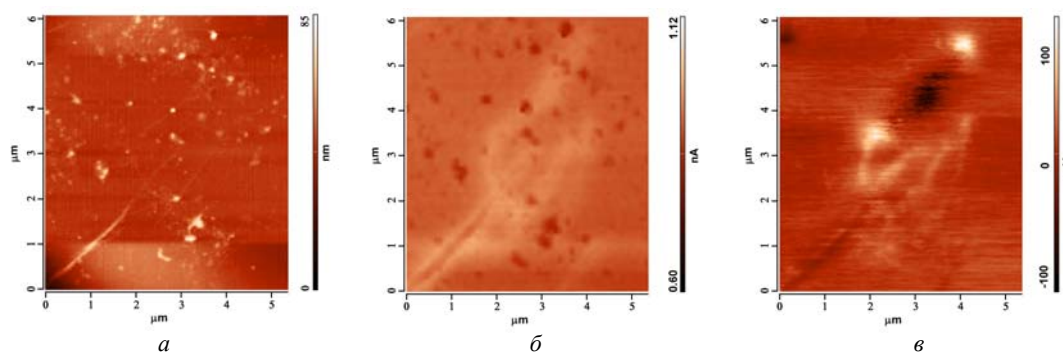


Рис. 2. Результаты измерения топографии (а), локальной дифференциальной емкости (б) и работы выхода (в) УНТ, интеркалированных CuI

постоянной, в том числе и на конце многостенной углеродной нанотрубки. На рис. 1, б представлен результат измерения работы выхода одностенных УНТ, а также пучков одностенных углеродных нанотрубок. Измеренные значения работы выхода пучков составляют 5.00–5.05 эВ, а отдельных нанотрубок 4.95–4.98 эВ.

На рис. 2 представлены результаты измерения топографии (а), локальной дифференциальной ёмкости (б), а также измерения Φ методом зонда Кельвина (в) одностенных УНТ и пучков одностенных УНТ, интеркалированных CuI. Следует отметить, что локальная дифференциальная ёмкость (а следовательно, и проводимость УНТ) практически постоянна вдоль УНТ, в то время как работа выхода существенно меняется в пределах от 4.86 до 4.96 эВ (рис. 2, в).

Некоторое увеличение работы выхода для пучков допированных трубок по сравнению с отдельными УНТ было предсказано ранее [5]. Полученные значения работы выхода совпадают со значениями работы выхода на недопированных трубках, полученными ранее в экспериментах с использованием фотоэлектронной микроскопии [6].

Существенное изменение работы выхода вдоль трубок, интеркалированных CuI, (см. рис. 2, в) мы объясняем тем, что CuI выступает в качестве допанта (акцептора), перестраивающего электронную систему УНТ. Наличие разных способов формирования кристалла CuI внутри УНТ приводит к различным уровням допирования УНТ и, следовательно, к разной величине работы выхода вдоль нанотрубки. Наличие достаточно протяжен-

ных участков (длиной вплоть до 1 микрона) с $\Phi = \text{const}$ свидетельствует, видимо, о присутствии монокристалла CuI на всем промежутке неизменного значения работы выхода.

Таким образом, нами установлены следующие значения для работы выхода недопированных УНТ: многостенные УНТ $\Phi = 4.95$ эВ, одиночных одностенных УНТ $4.95 < \Phi < 4.98$ эВ и пучков одностенных УНТ $5.00 < \Phi < 5.05$ эВ. Для случая УНТ, интеркалированных CuI, значения работы выхода находятся в интервале 4.86 – 4.96 эВ. При этом локальные измерения значения работы выхода методом зонда Кельвина позволяют определить местоположения кристаллов CuI внутри УНТ.

Эта работа была выполнена в рамках программ РАН, а также программы поддержки ведущих научных школ.

1. D.N. Borisenko, N.N. Kolesnikov, M.P. Kulakov, and V.V. Kveder, International Journal of Nanoscience **1**, 235 (2002).

2. A.V. Krestinin, N.A. Kiselev, A.V. Raevskii, A.G. Ryabenko, D.N. Zakharov, G.I. Zvereva, Eurasian Chem. Tech. J. **5**, 7 (2003).

3. M.V. Chernysheva, A.A. Eliseev, A.V. Lukashin et al., Physica E **37**, 62 (2007). N.A. Kiselev, R.M. Zakalyukin, O.M. Zhigalina et al., Journal of Microscopy **232**, 335 (2008).

4. A.A. Zhukov, V.K. Gartman, D.N. Borisenko et al., JETP **109**, 307 (2009).

5. J. Zhao, J. Han, and J. Ping Lu, Phys. Rev. B **65**, 193401 (2002).

6. S. Suzuki, Y. Watanabe, Y. Homma et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 127 (2004).

Незанятые электронные состояния в графене

В.М. Силкин

Departamento de Física de Materiales, Facultad de Químicas UPV/EHU, Apdo 1072, 20080 San Sebastián, Spain
Donostia International Physics Center (DIPC), P. de Manuel Lardizabal, 4, 20018 San Sebastián, Spain
IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48011, Bilbao, Spain
e-mail: waxslavs@cs.ehu.es

Углерод является многоликим элементом. В природе он может быть найден во многих аллотропных формах, в которых часто атомы углерода образуют сильные ковалентные связи через sp^2 -гибридизацию между тремя ближайшими соседями в плоскости или почти в плоскости. Примерами таких систем являются графит, фуллерены и нанотрубки. Простейшим представителем такого рода структур является графен – лист из атомов углерода одноатомной толщины, расположенных в “honeycomb”-решетке. Получение этого материала несколько лет назад [1] и возможность контроля в нем числа носителей [2] стимулировало огромный интерес к исследованию, в частности, его электронных свойств.

Большинство экспериментальных и теоретических работ, посвященных графену, имеют отношение к электронной структуре в районе уровня Ферми в окрестности точки K двумерной зоны Бриллюэна, где энергетические зоны обладают линейной дисперсией, ведущей ко многим замечательным физическим явлениям. Следует отметить, что электронная структура графена в занятой части была известна с давних времен и может быть хорошо описана, например, в простом методе сильной связи. С другой стороны, во многих явлениях незанятая область энергетического спектра также представляет значительный интерес. И, к удивлению, ситуация с этими состояниями в графене, также как, например, и в графите, выглядит неоднозначной. Так, в графите в течение долгого времени обсуждается так называемая межслоевая зона [3–6] и, в частности, ее возможная роль в сверхпроводимости в допированном графите [7]. В графене в том же энергетическом интервале наблюдается аналогичное состояние. Но следует отметить, что эта зона появляется только в самосогласованных зонных расчетах [3–6] и отсутствует в расчетах на основе метода сильной связи.

Недавно нами было проведено тщательное исследование зонной структуры графена в рамках первопринципного псевдопотенциального подхода, в котором было предсказано существование ниже вакуумного уровня двух бесконечных серий состояний изображений [8]. Это стало возможным после соответствующей модификации самосогласованного одночастичного потенциала в вакуумной области. Присутствие таких двух серий качественно различается от ситуации на поверхности металла, где возможна только одна такая серия [9]. Пространственная локализация (и соответственно, энергия) этих состояний может быть сильно модифицирована при изменении его формы, как происходит в случае нанотрубок [10] или фуллере-

нов [11] или его окружения. Таким образом, эти состояния могут служить чувствительными индикаторами условий, в которых находится графен. В недавних работах нижние члены предсказанных состояний изображений и их модификаций в полые резонансы в сильном внешнем электрическом поле наблюдались в графене, адсорбированном на карбиде кремния [12] и рутении [13, 14]. В то же время, как показывает недавняя дискуссия [15, 16], ситуация с этими состояниями до сих пор остается достаточно неоднозначной и требует дальнейшего исследования. В настоящем докладе планируется обсудить природу этих состояний в графене и других системах на основе графена и их эволюцию при изменении внешних условий.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.M. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, *Science* **306**, 666 (2004).
2. K.S. Novoselov, D. Jiang, F. Shedin, T.J. Booth, V.V. Khoikevich, S.M. Morozov, and A.K. Geim, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **102**, 10451 (2005).
3. M. Posternak, A. Balderischi, A.J. Freeman, E. Wimmer, and M. Weinert, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 761 (1983).
4. M. Posternak, A. Balderischi, A.J. Freeman, and E. Wimmer, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 863 (1984).
5. N.A.W. Holzwarth, S.G. Louie, and S. Rabi, *Phys. Rev. B* **26**, 5382 (1982).
6. S. B. Trickey, F. Müller-Plathe, G.H.F. Dierksen, and J.C. Boettger, *Phys. Rev. B* **45**, 4460 (1992).
7. A. Bostwick, T. Ohta, T. Seyller, K. Horn, and E. Rotenberg, *Nat. Phys.* **3**, 36 (2007).
8. V.M. Silkin, J. Zhao, F. Guinea, E.V. Chulkov, P.M. Echenique, and H. Petek, *Phys. Rev. B* **80**, 121408(R) (2009).
9. P.M. Echenique and J.B. Pendry, *J. Phys. C* **11**, 2065 (1978).
10. B.E. Granger, P. Král, H.R. Sadeghpour, and M. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 135506 (2002).
11. M. Feng, J. Zhao, and H. Petek, *Science* **320**, 359 (2008).
12. S. Bose, V.M. Silkin, R. Ohmann, I. Brihuega, L. Vitali, C.H. Michaelis, P. Mallet, J. Y. Veullen, M.A. Schneider, E.V. Chulkov, P.M. Echenique, and K. Kern, *New J. Phys.* **12**, 023028 (2010).
13. B. Borca, S. Barja, M. Garnica, D. Sánchez-Portal, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, C.F. Hermanns, J.J. Hinarejos, A.L. Vázquez de Parga, A. Arnau, P.M. Echenique, and R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 036804 (2010).
14. H.G. Zhang, H. Hu, Y. Pan, J.H. Mao, M. Gao, H.M. Guo, S.X. Du, T. Greber, and H.-J. Gao, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 302001 (2010).
15. H.G. Zhang and T. Greber, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 219701 (2010).
16. B. Borca, S. Barja, M. Garnica, D. Sánchez-Portal, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, C.F. Hermanns, J.J. Hinarejos, A.L. Vázquez de Parga, A. Arnau, P.M. Echenique, and R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 219702 (2010).

Gas sensors based on decorated multi-wall carbon nanotubes

S.A. Moshkalev¹

¹ Center for Semiconductor Components, UNICAMP, Campinas, SP, Brazil.
e-mail: stanisla@ccs.unicamp.br

High surface-to-volume ratio and mechanical stability make carbon nanotubes (CNTs) very attractive for gas sensing applications. However, nanotubes do not show high reactivity towards many gases of interest, and their sensitivity to gases (when available) is not selective. These shortcomings can be, at least in part, circumvented by their decoration with nanoparticles.

Nanoparticles (NPs) exhibit many unusual properties not found in conventional materials. They can show unique physical and chemical characteristics and a high density of chemically active surface sites. The recently demonstrated possibility to attach metal or metal oxide nanoparticles to CNTs opens the way to development of new hybrid materials combining the unique physical and chemical properties of CNTs and nanoparticles. The main reason to decorate nanotubes by NPs in gas sensing applications is to provide selective sensitivity towards different gases.

Deposition of CNTs in a desired position and formation of reliable electrical contacts are among the biggest challenges on the way to mass production of CNTs-based devices. Dielectrophoresis (DEP) technique using ac electric fields [1] proved to be an efficient technique for deposition of aligned nanotubes in desired positions between electrodes. Using DEP, it is possible to deposit MWCNT between metal electrodes with gaps $\sim 1 \mu\text{m}$ (Fig. 1, *a*). Single or various CNTs can be deposited, changing the process parameters.

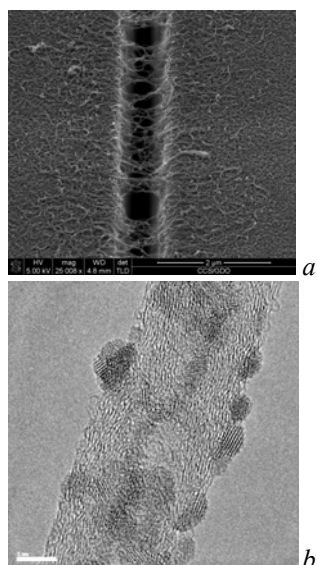


Fig. 1. Multi-wall carbon nanotubes deposited by dielectrophoresis over metal electrodes in a suspended configuration (*a*), nanotubes decorated by tin oxide nanoparticles (*b*)

Direct growth of nanoparticles on the surface of CNTs using chemical routes offers many advantages, in particular the ability to control the size and distribution of particles.

In this method, the CNTs are previously treated with acids or oxidizing agents, to produce oxygen functional groups that serve as precursors for nanoparticles growth. Various nanostructured oxides interesting for sensing applications like TiO_2 , SnO_2 (Fig. 1, *b*) and mixed oxides like CePrO_x have been synthesized here on nanotubes using hydrolysis reactions with appropriate precursors. Physical metal deposition processes (sputtering, evaporation) also can be applied for CNTs decoration with metals like Ti, Sn, Au, etc.

The electrical transport properties of a CNT-based device are dependent on the metal-CNT contact properties. To develop and design such devices, low values of contact resistances are required. Note that after the CNTs deposition using DEP over the metal electrodes, the contact resistances are usually very high. This can be attributed to the presence of water, surfactants and oxide layers in the interface between the nanotubes and electrodes. A simple technique to reduce the contact resistance is thermal treatment (TT). Here, experiments with TT in high vacuum at temperatures in the range of 400–800 °C resulted in significant improvement of contact resistances between metal (Ti, W) electrodes and nanotubes (from $\sim 1\text{--}10 \text{ M}\Omega$ to $\sim 10 \text{ k}\Omega$), with high linearity of I–V curves indicating formation of ohmic contacts.

In our recent studies [2, 3], it was observed that supported pristine CNTs were almost equally sensitive to gases tested (N_2 , Ar, O_2), see Fig. 2, where results with pulsed injection of the gases (at the same peak pressure of 30 mTorr) are presented.

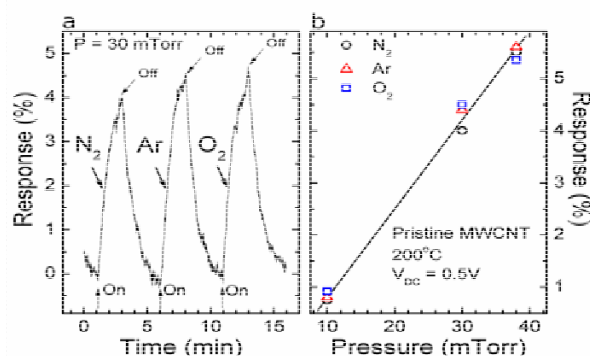


Fig. 2. Sensor response to 30 mTorr pulses of N_2 , Ar and O_2 (*a*) and dependence of response on gas pressure (*b*) using pristine CNTs at 200 °C

The sensor response is given by a relative change of electrical current after gas admission into the chamber. For chemically inert gases as Ar and N_2 , the observed current change can be attributed only to the electrothermal effect, due to Joule heating of CNTs by electric current [2, 3] and their cooling by gas upon injection. After evacuating the gas, fast recovery of signal (heating of nanotubes) is evident. Practically

the same response is observed for O₂, indicating that under the process temperature (200 °C), chemical interaction of oxygen with pristine CNTs is negligible. The resistance of metallic multi-wall CNTs is known to depend on temperature, and the thermal coefficient of resistance (TCR) was estimated to be ~0.2% K⁻¹ [3]. When a gas is injected into the chamber, the cooling by the gas results in reduction of the CNT temperature (ΔT_{gas}) and corresponding increase of current. The estimates give ΔT_{gas} ~20–40 °C for data shown in Fig. 2. Other possible mechanisms of cooling, besides the heat conduction by gas, are: i) by radiation, ii) heat conduction to the substrate and iii) heat conduction to Ti electrodes. Cooling by radiation should be relatively low at present temperatures.

In order to evaluate relative contributions of different mechanisms of heat conduction, supported and suspended configurations were compared using N₂. For the latter, heat transfer to the substrate is eliminated (gaps between electrodes were milled by FIB, see Fig. 1, a), while other parameters (the gap width, gas pressure, process temperature, applied voltage, and number of CNTs bridging the gap) were kept about the same. It was possible to see a dramatic reduction (by a factor of 30, in some cases up to 10²) in response to the gas for suspended CNTs. This clearly indicates the major role of the substrate in CNTs cooling, while cooling due to direct interaction between the gas and CNT surface and due to heat conduction to electrodes is of minor importance.

It is possible that a high thermal resistance at the area of contact between CNTs and metallic electrode hampers the heat transfer. Further, the observed strong heat transfer to the substrate (SiO₂) for supported nanotubes effectively increases the area of thermal contact between the gas and the CNT/substrate system. Thus, cooling by gas occurs not only at the CNT surface but at much higher surface of a SiO₂ substrate in thermal contact with the CNT. This explains strongly enhanced sensitivity to gases for supported CNTs. On the other hand, the observed strong effect of substrate could be used to control the sensitivity of pressure measurements just by changing the area of thermal contact between the CNT and substrate, or by choosing substrates with different thermal properties.

Further, the technologies of nanotubes decoration by nanoparticles developed last years can be used to promote selectivity to gases. Here, thin Ti film (1–2 nm) was deposited by sputtering on the surface of nanotubes followed by thermal annealing in vacuum to form separate Ti nanoparticles.

As discussed above, there is a significant heat transfer from the CNTs self-heated by current to the substrate (oxidized Si). Thus by eliminating the heat losses to substrate, significant increase of the nanotube (and attached nanoparticles) temperature can be achieved. To prepare suspended nanotubes, a FIB system was used to mill 5 μm deep and 1 μm wide cuts between electrodes, and after this CNTs were deposited and decorated by Ti NPs. In this case, due to much stronger self-heating, selective gas measure

ments turn out to be possible even at a room substrate temperature (Fig. 3, b), with greatly enhanced sensitivity (by an order of magnitude, at a room substrate temperature) and faster response as compared with supported CNTs (Fig. 3, a). Note that for supported nanotubes, the sensor response to O₂ starts to appear only at 150 °C, being much more pronounced at 200 °C (lower curve). Local CNTs/NPs heating under present conditions evidently can reach very high values (up to 300–400 °C or even more) [2, 3] under low pressure conditions when cooling by gases is negligible. This makes possible very intense interaction of oxygen with partially oxidized Ti NPs.

Besides the enhanced device response under exposition to O₂, the response time reduces greatly, by about an order of magnitude, see Fig. 3, b. This parameter can give important information about characteristic times of processes occurring during chemical interaction of nanoparticles and gas, and can be useful for analysis of the underlying mechanisms. For supported multi-wall CNTs, longer response times (near 5 min.) are indication of slow processes of heat transfer to the substrate. For suspended nanotubes, the response time is an order of magnitude smaller (0.5–0.8 min.), and its value is still higher than that residence time for gas molecules in the chamber (~0.2 min.). Probably, this time is determined by chemical interaction between O₂ and Ti particles. Careful study of the interaction mechanisms and further development of very low power (microwatts) nanotube based micro-sensors is subject of future work.

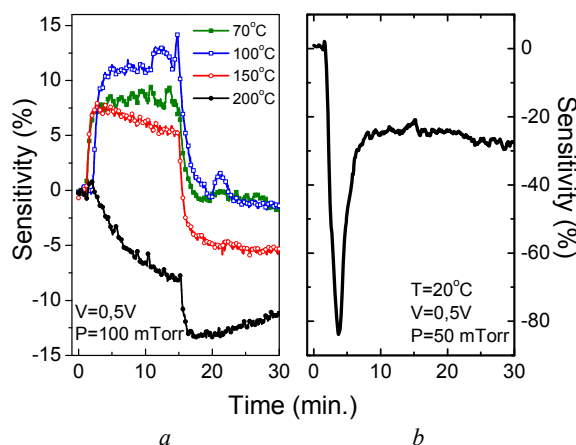


Fig. 3. Sensor response to O₂ pulses for Ti-decorated CNTs, in supported (a) or suspended (b) configurations

1. Leon J. Electrical Characterization of Multi-Walled Carbon Nanotubes / J. Leon, A. Flacker, A., A. R. Vaz, C. Verissimo, M. B. Moraes, S.A. Moshkalev // J. Nanosci. Nanotechnol. 2010. V. 10. P. 6234 - 6239.

2. Gelamo R.V. Low-temperature gas and pressure sensor based on multi-wall carbon nanotubes decorated with Ti nanoparticles / R. V. Gelamo, F. P. Rouxinol, C. Verissimo, A. R. Vaz, M. A. B. de Moraes and S. A. Moshkalev // Chem. Phys. Lett. 2009. V. 482. P. 302-306.

3. Gelamo R.V. Gas and pressure sensors based on multi-wall carbon nanotubes: study of sensing mechanisms / R.V. Gelamo, F.P.M. Rouxinol, C. Verissimo, M.B. Moraes, S.A. Moshkalev // Sensor Lett., 2010. V. 8. P. 488-492.

Расщепление нижней подзоны и сверхпроводимость 2D-фермионов Хаббарда при сильных межузельных корреляциях

В.В. Вальков^{1,2}, М.М. Коровушкин¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск.

²Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, 660014 Красноярск.
e-mail: vvv@iph.krasn.ru

Активно проводившиеся в последнее время исследования по проблеме сильных электронных корреляций (СЭК) ограничивались в основном учетом одноузельных корреляций между электронами, находящимися на одном узле и обладающими противоположными спиновыми моментами (хаббардовские корреляции) [1]. На этом фоне относительно мало изучалось влияние кулоновского взаимодействия между электронами, находящимися на разных узлах кристаллической решетки. В подавляющем большинстве исследований СЭК межузельным кулоновским взаимодействием электронов просто пренебрегалось. Такой подход оправдан в случае сильной экранировки кулоновского взаимодействия. Однако для слабо легированных систем, когда радиус экранирования становится большим, пренебрежение межузельным кулоновским взаимодействием может привести к неадекватному описанию физических свойств соединений с СЭК [2].

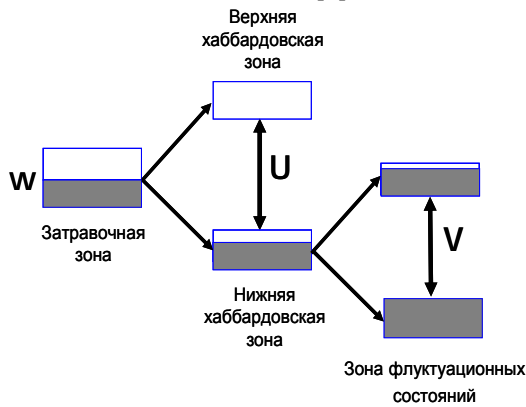


Рис. 1. Схема расщепления энергетических зон сильно коррелированной системы под влиянием одноузельного и межузельного кулоновского взаимодействий электронов

В работах [3, 4] было показано, что межузельные кулоновские корреляции приводят к расщеплению затравочной зоны фермиевских состояний и формированию зон флуктуационных состояний (рис. 1). Это имеет место, как только энергия межузельного кулоновского взаимодействия V становится соизмеримой, или превосходит ширину затравочной зоны W . Следует подчеркнуть, что это расщепление не связано с хорошо известным механизмом формирования двух хаббардовских подзон за счет сильных одноузельных взаимодействий. Оно проявляется в виде дальнейшего расщепления нижней (или верхней) хаббардовской подзоны (рис. 1). Спектральная интенсивность

отщепленной зоны тем выше, чем с большей вероятностью происходит отклонение электронной конфигурации окружения от номинальной (см. ниже).

В данной работе проанализировано влияние зоны флуктуационных состояний на переход в сверхпроводящую фазу модели Шубина – Вонсовского [5] в предельном режиме сильных одноузельных электронных корреляций ($U = \infty$).

Гамильтониан модели в атомном представлении записывается в виде

$$H = \sum_{f\sigma} (\varepsilon_0 - \mu) X_f^{\sigma\sigma} + \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_f^{\sigma 0} X_m^{0\sigma} + \frac{V}{2} \sum_{f\delta} \hat{n}_f \hat{n}_{f+\delta}. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает ансамбль не взаимодействующих хаббардовских фермионов в представлении Ванье, второе слагаемое соответствует кинетической энергии хаббардовских фермионов, последнее слагаемое учитывает кулоновское взаимодействие электронов, находящихся на соседних узлах f и $f + \delta$, интенсивность которого определяется параметром V . В дальнейшем рассматривается случай, когда число дырок $h = (1/N) \sum_f \langle X_f^{00} \rangle$ в системе мало: $h = 1 - n \ll 1$.

Методом диаграммной техники для операторов Хаббарда [6], используя в качестве малого параметра отношение $|t_{fm}|/V$, показано, что одночастичная мацубаровская функции Грина для данной задачи

$$D(k, i\omega_n) = \frac{(1 - n/2)(i\omega_n - \zeta + \mu)}{(i\omega_n - \varepsilon_k + \mu)(i\omega_n - \zeta + \mu) - 4h(1 - h)V^2}, \quad (2)$$

приобретает двухполосную структуру. В этом выражении $\varepsilon_k = \tilde{\varepsilon} + (1 - n/2)t_k$, $\zeta = \tilde{\varepsilon} - V(1 - 2h)$, t_k – фурье-образ интеграла перескока, μ – химический потенциал. Следовательно, энергетическая структура характеризуется наличием двух ветвей:

$$E_k^\mp = \frac{\varepsilon_k + \zeta}{2} \mp v_k, \quad v_k = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_k - \zeta}{2}\right)^2 + 4h(1 - h)V^2}. \quad (3)$$

На рис. 2 представлена зонная картина рассматриваемой системы. Верхняя энергетическая зона на рисунке справа соответствует случаю, когда изменение одноионной энергии электрона, обусловленное межузельным кулоновским взаимодействием, равно $4V$ (двумерная решетка, со взаимодействием только для ближайших соседей), т.е. случаю пренебрежимо малого количества дырок в системе. Нижняя зона возникает в результа-

те того, что при увеличении дырок в системе для части узлов одноионная энергия электрона приобретает измененное значение: вместо энергии $\varepsilon_0 + 4V$ энергия электрона на узле становится равной $\varepsilon_0 + 3V$. В результате рассмотренного механизма изменения одноузельной энергии электрона энергетические зоны, изображенные на рисунке, становятся раздвинутыми на величину межузельного кулоновского отталкивания V .

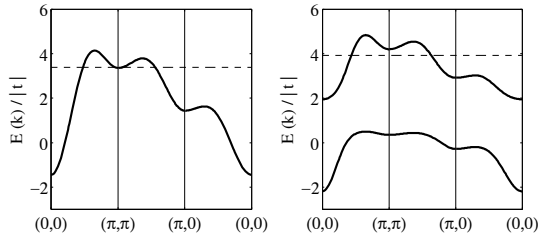


Рис. 2. Спектр фермиевских возбуждений, полученный без учета межузельных корреляций (слева) и при их учете (справа) при уровне легирования $P = 0.2$. Пунктирными линиями показано положение химпотенциала

Таким образом, формирование дополнительной зоны обусловлено изменением энергии электрона, находящегося на узле, если вблизи этого узла происходит флуктуационное отклонение электронной конфигурации от номинальной. Именно поэтому отщепленная зона названа зоной флуктуационных состояний (ЗФС) [4].

Появление ЗФС приводит к качественному изменению вида плотности электронных состояний фермионов Хаббарда. Эта модификация продемонстрирована на нижнем графике рис. 3. Видно, что учет межузельных корреляций привел к формированию двух областей изменения энергии, в которых плотность электронных состояний отлична от нуля. Эти области разделены энергетической щелью, величина которой растет по мере увеличения V . Для наглядности на рис. 3 плотность состояний ЗФС $g^-(E)$ (нижняя подзона) отражена посредством линии, ограничивающей затененный участок. При этом на долю ЗФС приходится 35% от полного числа состояний системы, тогда как на основную зону с плотностью состояний $g^+(E)$ приходится 65% состояний.

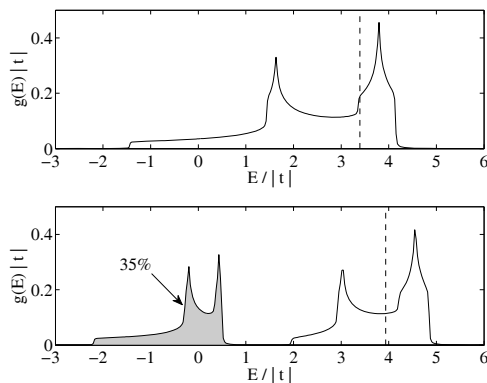


Рис. 3. Плотность электронных состояний, рассчитанная без учета межузельных корреляций (сверху) и при их учете (снизу) при уровне легирования $P = 0.2$. Пунктирными линиями показано положение химпотенциала

Изменение плотности состояний приводит к ренормировке полюса амплитуды рассеяния в куперовском канале и проявляется в виде неоднородной по концентрации электронов модификации зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. На рис. 4 посредством сплошных линий изображены зависимости $T_c(n)$, полученные при учете ЗФС. Для сравнения пунктирными линиями показаны зависимости $T_c(n)$, полученные без учета ЗФС. Для $n \sim 1$ влияние ЗФС незначительно, поскольку спектральная интенсивность ЗФС при $n \rightarrow 1$ обращается в нуль. При нарастании дырок растет и среднеквадратичная флуктуация чисел заполнения. В этом случае спектральная интенсивность ЗФС становится большой, и вклад ЗФС проявляется достаточно сильно. Видно, что в наиболее интересной области концентраций электронов $n \approx 0.8 \div 0.9$ ренормировка критической температуры сравнима и даже превосходит саму величину T_c , вычисленную без учета вкладов от ЗФС.

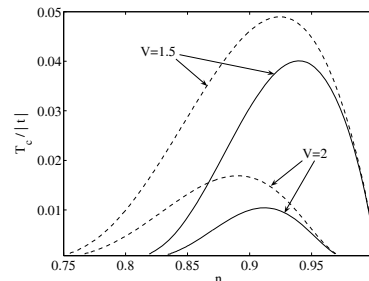


Рис. 4. Зависимость температуры перехода в сверхпроводящую фазу от концентрации электронов

В заключение отметим, что межузельные кулоновские корреляции в легированных узкозонных мотт-хаббардовских диэлектриках индуцируют два качественных эффекта. Первый из них связан с возникновением новой энергетической зоны, обусловленной зарядовыми флуктуациями. Второй эффект обусловлен перераспределением спектральной интенсивности между основной зоной и ЗФС. Это модифицирует плотность состояний и приводит к существенной ренормировке температуры перехода в сверхпроводящую фазу.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», РФФИ № 10-02-00251, федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы», а также Интеграционного проекта СО РАН №53. Один из авторов (М.К.) благодарит Лаврентьевский конкурс СО РАН.

1. J.C. Hubbard, Proc. Roy. Soc. A **276**, 238 (1963).
2. P.O. Зайцев, ЖЭТФ **125**, 891 (2004).
3. В.В. Вальков, М.М. Коровушкин, Письма в ЖЭТФ **87**, 234 (2008).
4. V.V. Val'kov and M.M. Korovushkin, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 014703 (2011).
5. S. Shubin and S. Vonsowsky, Proc. Roy. Soc. A **145**, 159 (1934); Phys. Zs. UdSSR **7**, 292 (1935); **10**, 348(1936).
6. P.O. Зайцев, ЖЭТФ. **68**, 207 (1975); **70**, 1100 (1976).

Особенности разработки шумового нестационарного спектрометра на основе длинного джозефсоновского контакта

А.Л. Панкратов, Е.А. Фролова, Е.А. Собакинская, В.Л. Вакс

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: alp@ipm.sci-nnov.ru

На сегодняшний день для многих приложений, включая экологию и мониторинг атмосферы, *hi-tech* и системы безопасности, медицину и биологию, актуальна проблема высокоточного анализа многокомпонентных газовых смесей. Для решения данной задачи может быть использован новый метод микроволновой спектроскопии на основе шумовых источников излучения, позволяющий одновременно реализовать высокую чувствительность, разрешающую способность и возможность широкодиапазонных измерений. Для создания шумового нестационарного спектрометра субГГц-диапазона частот было предложено использование генератора бегущих волн (ГБВ) на основе длинного Nb-AlOx-Nb джозефсоновского контакта [1].

Джозефсоновский контакт представляет собой систему, состоящую из двух сверхпроводников, разделенных тонкой диэлектрической прослойкой [2–4]. Такой контакт обладает рядом специфических свойств, позволяющих получать рекордные характеристики приборов, работающих на их основе. Динамика длинного джозефсоновского контакта хорошо описывается с помощью уравнения синус-Гордона [5]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \alpha \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = i - \sin \varphi + \beta \frac{\partial^3 \varphi}{\partial t \partial x \partial x}, \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\frac{\partial \varphi(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial \varphi(L, t)}{\partial x} = \Gamma, \quad (2)$$

где $\varphi = \varphi(x, t)$ – разность фаз параметра порядка, $i = I/I_C$ – нормированная плотность тока смещения, I_C – критический ток контакта, Γ – внешнее нормированное магнитное поле, L – длина контакта, α и β – параметры потерь. Пространственная координата нормирована к джозефсоновской глубине проникновения. Время нормировано к обратной плазменной частоте. Следует отметить, что ток смещения i включает в себя также шумовую компоненту. В общем случае граничные условия (2) включают в себя также RC-нагрузку на краях джозефсоновского контакта, см., например, [5].

Численное моделирование уравнения синус-Гордона (1) позволяет исследовать спектральные характеристики ГБВ [5]. В работе [6] было показано, что при малых токах смещения и магнитных полях такой генератор излучает квазихаотический сигнал с шириной спектральной линии, достигающей нескольких гигагерц при частоте генерации от 50 до 200 ГГц (рис. 1, сплошная линия), что позволило бы создать желаемый шумовой спектрометр. Однако на практике для эффективной передачи излучения необходимо согласование

ГБВ с внешней волноведущей системой, что при достаточно хорошем согласовании одного края контакта (с которого снимается излучение) приводит к существенному сужению спектра, а при хорошем согласовании обоих краев контакта ведет к квазимонохроматической генерации (рис. 1, треугольники). В последнем случае ширина спектральной линии составляет менее 1 МГц и определяется интенсивностью собственных тепловых шумов джозефсоновского контакта. Таким образом, наблюдавшаяся в работе [6] хаотическая генерация возникает из-за многочисленных переотражений бегущей волны от краев контакта и в реальной ситуации непригодна для получения шумового сигнала.

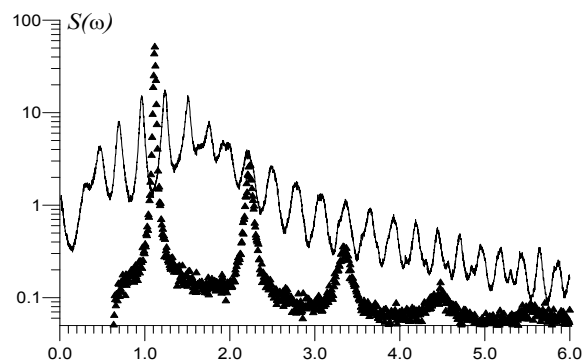


Рис. 1. Спектральная плотность мощности ГБВ при малых токах и магнитных полях в случае несогласованной нагрузки (сплошная кривая – шумовая генерация) и в случае согласованной нагрузки (треугольные символы – квазимонохроматическая генерация)

В связи с вышесказанным становятся интересными для исследования другие диапазоны частот, где генерация является квазимонохроматической, например, от 450 до 700 ГГц, но ширина спектральной линии достаточно большая. Согласно экспериментальным данным, в этом диапазоне ширина спектральной линии составляет от 1 до 50 МГц [1]. Кроме того, для спектроскопических целей этот диапазон представляется наиболее перспективным, так как в нем лежат линии поглощения многих важных для обнаружения газов. Отсюда возникает необходимость поиска путей уширения спектральной линии для данного режима генерации.

Возможным решением поставленной задачи может стать подбор оптимального профиля тока смещения, подаваемого на контакт. Для проверки данной гипотезы была рассчитана ширина спектральной линии при различных профилях тока (рис. 2, точко-пунктирная, пунктирная кривые – моделируемые профили тока; точечная линия – равномерный профиль). Зависимости ширины

линии от подаваемого тока смещения представлены на рис. 3 (обозначения соответствуют рис. 2). Подбором профиля тока удастся достичь увеличения ширины линии в 2–5 раз по сравнению с равномерным профилем (см. рис. 3), что открывает новые возможности для создания шумовых спектрометров на основе джозефсоновского контакта.

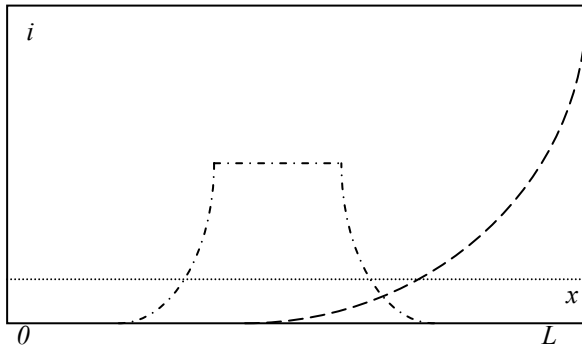


Рис. 2. Модельные профили тока смещения, позволяющие увеличить ширину спектральной линии ГБВ

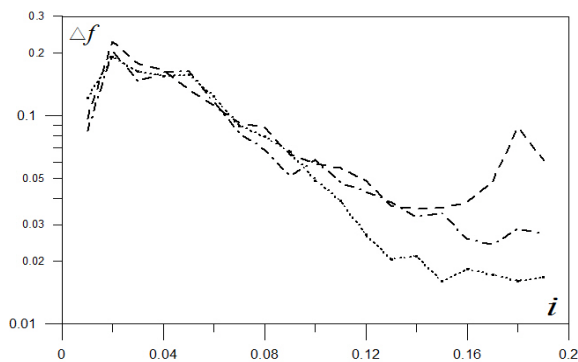


Рис. 3. Ширина спектральной линии ГБВ для модельных профилей тока смещения, приведенных на рис. 2

Однако увеличение ширины линии в несколько раз (до нескольких сотен мегагерц) может быть недостаточно для ряда приложений. Другой возможностью увеличения ширины спектральной линии является подача низкочастотного шума в цепи тока смещения ГБВ, или тока контрольной линии, создающего магнитное поле. На рис. 4 изображена лоренцева форма линии ГБВ (наблюдаемая в эксперименте, см., например, [7]), которая возникает при наличии в системе широкополосных тепловых флуктуаций [8]. При дополнительном воздействии низкочастотного шума в цепи тока контрольной линии, при увеличении интенсивности шума ширина спектральной линии увеличивается, а форма линии трансформируется в гауссову, как и должно быть согласно [8]. При этом возможно увеличение ширины спектральной линии на 1–2 порядка и доведение ее до нескольких гигагерц, что позволяет использовать шумовой ГБВ не только для спектроскопических задач, но и для калибровки приемников и смесителей. Следует отметить, что при воздействии низкочастотного шумового сигнала из-за менее эффективной раскачки волны в ГБВ интегральная мощность генерации должна упасть на 1–2 порядка, и

составить около 10 нВт, что, тем не менее, достаточно для многих приложений.

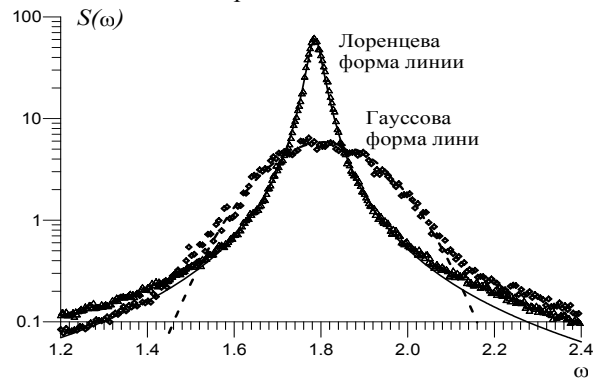


Рис. 4. Спектральная плотность мощности ГБВ при воздействии теплового шума (сплошная кривая – лоренцева форма линии) и при воздействии более интенсивного низкочастотного шума (пунктирная кривая – гауссова форма линии), символы – результат численного моделирования уравнения (1) с шумовыми источниками

Для исследования применимости генерируемого шумового сигнала ГБВ для задач шумовой спектроскопии было выполнено теоретическое исследование взаимодействия двухуровневой квантовой системы с сигналом ГБВ, имеющим лоренцеву форму линии (фазодиффузионный процесс, см. рис. 4) с шириной 50–100 МГц. В аналитических расчетах разности населенностей и спектрального профиля квантовой системы использовалось приближение декорреляции. Для численного моделирования динамики взаимодействия применялась схема Хюна. В результате исследований получены выражения для стационарных значений поляризации и разности населенностей квантовой системы и определены характерные времена динамики взаимодействия. Показано, что при воздействии фазодиффузионного поля, профиль линии поглощения квантовой системы сохраняет лоренцевский вид, но происходит уменьшение времени релаксации, которое зависит как от интенсивности, так и от времени корреляции шумового поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 09-02-00491 и 10-08-01124-а) и фонда «Научный потенциал».

1. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, R53 (2000).
2. К.К. Лухарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
3. Г.Н. Гольцман, Соросовский образовательный журнал. 2000. 6. 96.
4. В.К. Корнев, Соросовский образовательный журнал. 2001. 7. 83.
5. A.L. Pankratov, *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 082504 (2008).
6. A.V. Ustinov, H. Kohlstedt, and P. Henne, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3617 (1996).
7. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, A.M. Baryshev, P.R. Wesselius, and J. Mygind, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, 1040 (2001).
8. А.Н. Малахов, Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968.

Исследование возможности самодетектирования квантовых состояний в сверхпроводящих кольцах с асимметричным подключением контактов

В.Л. Гуртовой, А.А. Бурлаков, А.И. Ильин, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Московская обл.
e-mail: gurtovoi@iptm.ru

Возможность изучения квантовых состояний сверхпроводящих колец по осцилляциям критического тока (КТ) следует из теоретического рассмотрения [1]. В магнитных полях, соответствующих полувещным значениям кванта потока, устойчивый кольцевой ток меняет направление на противоположное, что должно приводить к скачкам критического тока в случае асимметричных колец и излому тока для симметричных колец. Наличие скачков тока позволило бы точно определить изменение квантового числа и, следовательно, осуществить самодетектирование квантовых состояний. Эксперименты на асимметричных кольцах с симметричным подключением контактов показали, что экстремумы противоположно направленных критических токов сдвигаются на $\Phi_0/2$, а скачки тока отсутствуют [2, 3].

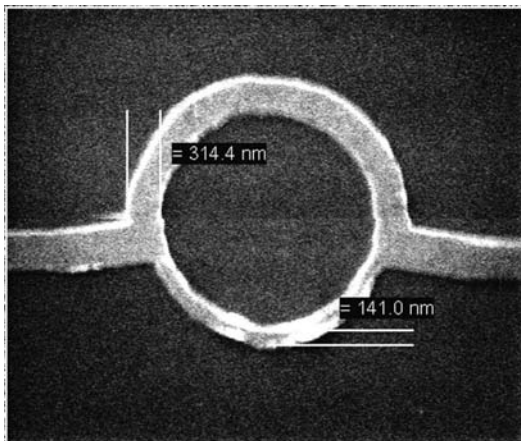


Рис. 1. Исследуемое асимметричное кольцо (диаметр 2 мкм). Отношение длин сегментов 1.3. Ширина сегментов указана на рисунке

В данной работе изучалась возможность самодетектирования состояний в асимметричных кольцах с асимметричным подключением контактов. Исследуемая структура представлена на рис. 1. Отношение длин сегментов было выбрано равным 1.3, поскольку при этом значении величина предсказываемого скачка КТ оказывается максимальной. Теоретическая зависимость КТ от потока показана на рис. 2 в виде линейных участков с разрывами при полувещных значениях Φ_0 . Экспериментальные данные при разных температурах также представлены на рис. 2 и показывают, что

вблизи целых значений кванта потока измеренные зависимости совпадают с теоретическими, но скачки в полувещных значениях кванта потока не наблюдаются.

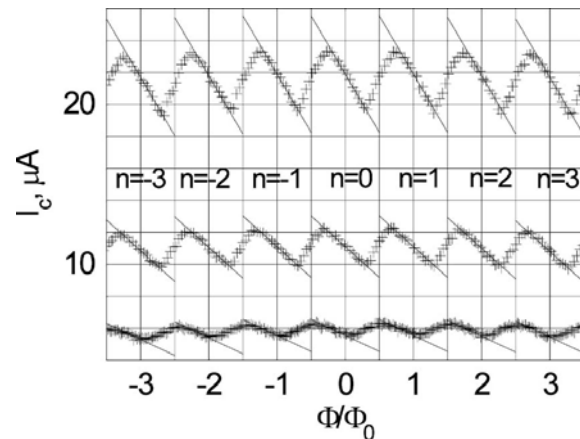


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости критического тока асимметричного алюминиевого кольца диаметром 2 мкм с асимметричным подключением контактов ($T = 0.9T_c$; $0.933T_c$; $0.955T_c$; $T_c = 1.52$ К)

Хотя из периодичности КТ однозначно следует вывод об изменении квантового числа, которое может принимать только целые значения, тем не менее, отсутствие скачков КТ свидетельствует о неопределенности (по потоку) порядка $\Phi_0/2$ в определении значения квантового числа (см. рис. 2). Расхождение теории и эксперимента для асимметричных колец пока не находит объяснения. Один из основных выводов данной работы состоит в том, что в простейших асимметричных структурах без джозефсоновских переходов самодетектирование квантовых состояний при измерении КТ, по-видимому, невозможно.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро- и наноструктур с металлической проводимостью".

1. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.
2. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий, А.В. Никулов, В.А. Тулин // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. С. 297.
3. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. С. 1320.

Новые подходы в фотовольтаике на основе наноструктур кремния

С.А. Гуревич

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург.
e-mail: gurevich@quantel.ioffe.ru

Термин «фотовольтаика» обозначает процесс преобразования энергии солнечного излучения в электрический ток с помощью полупроводникового фотодиода. Для достижения наибольшей эффективности преобразования спектр отклика фотодиода должен перекрывать спектр солнечного излучения, который лежит в полосе 250–2500 нм. Таким образом, чрезвычайно важным является выбор материала фотодиода (солнечного элемента). Солнечные элементы чаще всего изготавливаются на основе Si, Ge, GaAs, CdTe, а также твердых растворов $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{Se}_2$.

Детальный анализ эффективности солнечного элемента, проведенный в классической работе W. Shockly и H. Queisser [1] (SQ) показывает, что эффективность полупроводникового диода с одним p - n -переходом не может превышать 33%. При этом максимум эффективности достигается при величине запрещенной зоны материала $E_g \approx 1$ эВ ($E_g(\text{Si}) = 1,12$ эВ). Потери эффективности связаны с релаксацией энергии горячих фотовозбужденных носителей (47%), с потерей фотонов, энергия которых меньше E_g (18,5%), а также с рекомбинацией носителей в объеме полупроводника (1,5%).

В настоящее время большинство солнечных элементов изготавливается на основе структур с p - n -переходом в кристаллическом кремнии (c -Si). Эффективность этих элементов достигает 23–27%, и они занимают порядка 80% рынка солнечных преобразователей. Перспективными являются также структуры с p - n -переходом на основе аморфного гидрогенизированного кремния (a -Si:H). В a -Si:H свободные связи, присущие аморфному материалу, насыщены водородом, что ведет к увеличению времени жизни неравновесных носителей и к увеличению эффективности преобразования. Эффективность элементов на основе a -Si:H составляет 6–8%, что значительно меньше, чем у элементов на c -Si. Однако технология элементов на основе a -Si:H существенно более дешевая, они могут изготавливаться на подложках из стекла, на полимерной пленке или на тонкой металлической фольге, что на практике очень удобно.

Важным представляется вопрос: «Можно ли превзойти предел эффективности, который устанавливается теорией SQ?» Ответ на этот вопрос положительный. Одна из возможностей состоит в использовании так называемых тандемных структур, т.е. структур солнечных элементов не с одним, а с несколькими p - n -переходами, соединенными последовательно в единой структуре и выполненными из различных материалов. Важно, чтобы ширина запрещенной зоны материалов p - n -переходов уменьшалась в направлении распространения света, что позволяет наиболее эффек-

тивно задействовать весь спектр солнечного излучения. Тандемные структуры с тремя p - n -переходами на основе полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и Ge имеют эффективность преобразования более 40%. Тандемные структуры изготавливаются также на основе аморфного Si и в ближайшее время будут составлять основу солнечной энергетики.

Существует и другая принципиальная возможность преодоления предела эффективности 33%. В модели SQ помимо того, что рассматривались структуры одним p - n -переходом, предполагалось, что каждый поглощенный фотон генерирует одну электрон-дырочную пару. Так и происходит, если энергия падающего кванта света $\hbar\omega$ лишь незначительно превышает E_g материала. Однако, как известно, при энергиях кванта значительно больше E_g может иметь место процесс ударной ионизации носителей заряда, в результате которого при поглощении одного кванта рождается несколько пар носителей. Для этого необходимо выполнение условия $\hbar\omega - E_g > E_g$.

Влияние процессов ударной ионизации на эффективность полупроводниковых фотоэлементов исследовалось в целом ряде работ, в том числе ранних (см., например, [2]). Было показано, что существует пороговая энергия кванта, при превышении которой внутренняя квантовая эффективность фотоэлемента становится больше 100%. В работах последнего времени было показано, что ударная ионизация особенно эффективна в полупроводниковых наночастицах – квантовых точках (КТ). Так, в КТ на основе PbSe продемонстрирована возможность генерации до семи экситонов в результате поглощения одного фотона, а в Si КТ – до трех экситонов [3]. По существу, эффект многократной генерации экситонов за счет ударной ионизации устраняет, по крайней мере частично, ограничение эффективности, связанное с релаксацией энергии горячих фотовозбужденных носителей. Таким образом, в структурах фотоэлементов с активными слоями на основе полупроводниковых КТ может достигаться увеличение квантовой эффективности преобразования солнечной энергии.

На пути реализации этой идеи имеется, однако, существенное препятствие. Проблема состоит в том, что при одновременном возбуждении нескольких экситонов средняя концентрация носителей в пределах КТ становится очень большой. При этом время жизни фотовозбужденных носителей резко уменьшается (до десятков пс) за счет оже-рекомбинации. При таких коротких временах жизни вероятность захвата возбужденных носителей p - n -переходом будет мала и, соответственно, эффективность также окажется малой. Выход из этой ситуации был предложен в работе [4]. В этой

работе рассматривался процесс многократной генерации экситонов в структурах с высокой концентрацией КТ. Было показано, что в таких структурах поглощение фотона с достаточно большой энергией кванта может приводить к «распределенной» генерации экситонов – по одному в нескольких близлежащих КТ. При этом время жизни носителей в каждой точке окажется достаточно большим (порядка мс). На практике проблема состоит в получении структур с высокой плотностью КТ – необходимо, чтобы среднее расстояние между соседними КТ не превышало 1–2 нм.

Возможность получения структур с такой высокой плотностью КТ была продемонстрирована нами на примере Si КТ. Структуры были получены методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД) [5]. Особенность этого метода заключается в том, что генерация наночастиц (НЧ) происходит в сильно неравновесных условиях, благодаря чему получаемые частицы имеют аморфную структуру и, в отличие от кристаллических, не коагулируют при сближении (и даже при соприкосновении). На рис. 1 приведено СТМ-изображение пленки из Si НЧ, полученной методом ЛЭД. Средний размер Si-частиц составляет ~1 нм, и при плотной упаковке частицы сохраняют свои индивидуальные свойства.

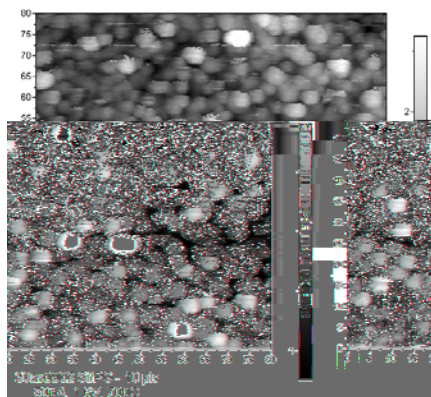


Рис. 1. СТМ-изображение структуры из наночастиц Si

Исследования спектров рамановского рассеяния показали, что НЧ Si имеют аморфную структуру. Исследования показали также, что полученные пленки являются проводящими, в них реализуется прыжковый механизм транспорта носителей. Край оптического поглощения лежит в диапазоне 1,5–1,6 эВ, что определяется размером наночастиц и свойствами их поверхности.

С помощью метода ЛЭД изготавливались структуры, в которых пленки из НЧ Si толщиной от 100 до 300 нм наносились на подложки из монокристаллического *p*-Si. На поверхность структур наносился полупрозрачный слой Au, формирующий барьер Шоттки на поверхности гранулированной пленки Si. На рис. 2 приведены спектральные зависимости квантовой эффективности изготовленных диодных структур, измеренные при различных напряжениях обратного смещения.

Видно, что при энергиях фотонов $\hbar\omega \geq 3,4$ эВ (примерно соответствует $2E_g$ в НЧ Si) имеет место возрастание квантовой эффективности по отношению к исходному уровню, регистрируемому в длинноволновой части спектра.

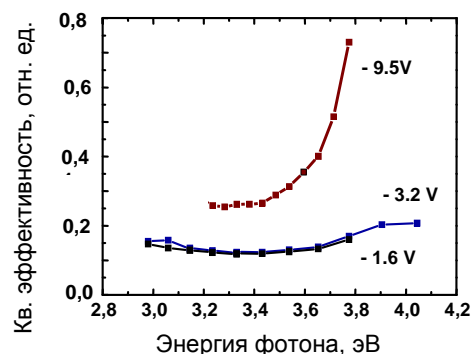


Рис. 2. Спектральные зависимости квантовой эффективности структуры Au/Si-НЧ/*p*-Si

Характер кривых на рис. 2 свидетельствует о том, что при энергиях фотонов больше порогового значения в гранулированной пленке Si имеет место процесс ударной ионизации носителей. Из данных на рис. 2 следует также, что, по крайней мере, для части Si-наночастиц времена жизни фотовозбужденных носителей достаточно велики для того, чтобы они могли быть захвачены полем *p-n*-перехода. Вероятно, что такие времена жизни реализуются вследствие эффекта распределенной генерации экситонов в плотноупакованных Si-наночастицах.

Полученные результаты показывают, что структуры из плотноупакованных наночастиц Si могут быть перспективны для создания солнечных элементов, в которых увеличение квантовой эффективности в коротковолновой части спектра (и, тем самым, полной эффективности) достигается благодаря эффекту многократной генерации экситонов. Дальнейшие исследования необходимы для оптимизации таких структур.

1. Schokley, W. Detailed balance of efficiency of *p-n* junction solar cells / W. Schokley, H.J. Queisser // Journal of Applied Physics 1961. V. 32, № 3. P. 510–519.

2. Christensen, O. Quantum efficiency of the internal photoelectric effect in silicon and germanium / O. Christensen // Journal of Applied Physics 1976. V. 47, № 2. P. 689–695.

3. Beard, M.C. Multiple exciton generation in colloidal silicon nanocrystals / M.C. Beard, K.P. Knutsen, P. Yu, J.M. Luther, Q. Song, W.K. Metzger, R.J. Ellingson, A. Nozik // Nano Lett. 2007. V. 7, № 8. P. 2506–2512.

4. Timmerman, D. Space-separated quantum cutting with silicon nanocrystals for photovoltaic applications // D. Timmerman, I. Izeddin, p. Stallinga, I.N. Yassievich, T. Gregorkiewicz // Nature photonics 2008. V. 2. P. 105–109.

5. Kozhevina V.M. Granulated metal nanostructure deposited by laser ablation accompanied by cascade drop fission / V.M. Kozhevina, D.A. Yavsin, V.M. Kouznetsov, V.M. Busov, V.M. Mikushkin, S.Yu. Nikonov, S.A. Gurevich, A. Kolobov // Journal Vac. Sci. & Technol. B 2000. V. 18, № 3. P. 1402–1405.

Двухкаскадный лазерный диод, одновременно генерирующий TE₁- и TE₂- моды с разными длинами волн в непрерывном режиме

В.Я. Алешкин¹, Т.С. Бабушкина², А.А. Бирюков², А.А. Дубинов¹, Б.Н. Звонков²,
М.Н. Колесников², С.М. Некоркин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Научно исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.
e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Каскадные межзонные полупроводниковые лазеры, работающие в ближнем ИК-диапазоне, в последнее время привлекают внимание благодаря присущим им полезным особенностям, которыми не обладают обычные лазерные диоды. Прежде всего, это возможность увеличения мощности и одновременной генерации двух и более различных частот. Эти возможности полезны как для осуществления внутрирезонаторной генерации разностной частоты, так и для сглаживания температурной эффективности возбуждения твердотельных лазеров с помощью полупроводниковых лазеров. Каскадным лазерам часто присуща токовая неустойчивость тиристорного типа, которая не позволяет использовать эти лазеры в непрерывном режиме. Токовая неустойчивость является нежелательной, поскольку препятствует непрерывной генерации. Причина её возникновения состоит в слишком малой ширине туннельного перехода, в результате чего в p^{++} -область туннельного перехода инжектируются непрорекомбинировавшие в предыдущем p - n -переходе электроны, а в n^{++} -область – дырки из последующего p - n -перехода. Поскольку лазерная структура с двумя каскадами имеет три p - n -перехода, то она аналогична структуре тиристора. В тиристорной структуре хорошо известен эффект переключения, связанный с инжекцией неосновных носителей в p - n -переход, что и происходит в лазерной структуре.

В настоящей работе предложен оригинальный дизайн и изготовлены каскадные лазеры без токовой неустойчивости. Для того чтобы избежать токовой неустойчивости и уменьшить потери на свободных носителях в области туннельного $++++$ перехода, туннельный p - n -переход был отделен от остальных p - n -переходов тонкими InGaP-барьерами, которые полупрозрачны для электромагнитного излучения. В результате оптический волновод такого лазера представляет собой три связанных волновода. Параметры структуры были подобраны так, чтобы моды лазера, на которых происходит генерация, были в основном сосредоточены около крайних p - n -переходов, где расположены квантовые ямы, и имели небольшую плотность излучения в месте расположения сильно легированных слоев туннельного p - n -перехода. Кроме того, слои InGaP препятствуют инжекции неосновных носителей в сильнолегированные p^{++} - и n^{++} -области, поскольку являются более широкозонными по сравнению с GaAs. Для обеспечения

двухчастотной генерации квантовые ямы в разных каскадах имели разные глубины.

Лазерная InGaAs/GaAs/InGaP-гетероструктура была выращена на GaAs-подложке n -типа методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Параметры слоев приведены в таблице. Лазеры были изготовлены по методике, изложенной в работе [1]. Ширина активной области и длина резонатора были равны 100 мкм и 2 мм соответственно. Зеркалами служили сколы граней (110).

№ слоя	Состав	Толщина,	Концентрация, см ⁻³
1	n -GaAs (подложка)	150 мкм	10^{17}
2	n^+ -InGaP	750 нм	10^{18}
3	i -GaAs	300 нм	-
4	КЯ №1, InGaAs ($\lambda \sim 1.086$ мкм)	10 нм	-
5	i -GaAs	100 нм	-
6	p -InGaP	300 нм	10^{17}
7	p -GaAs	200 нм	10^{17}
8	p^{++} -GaAs	40 нм	10^{19}
9	n^{++} -GaAs	55 нм	$5 \cdot 10^{18}$
10	n -GaAs	200 нм	10^{17}
11	n -InGaP	300 нм	10^{17}
12	i -GaAs	70 нм	-
13	КЯ №2, InGaAs ($\lambda \sim 0.96$ мкм)	10 нм	-
14	i -GaAs	70 нм	-
15	p^+ -InGaP	750 нм	$2 \cdot 10^{18}$
16	p^{++} -GaAs	200 нм	10^{19}
17	Au	-	-

В непрерывном режиме работы лазера были сняты вольт-амперные, ватт-амперные и спектральные характеристики при $T = 20^\circ\text{C}$. Спектральные характеристики измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23. Зависимости интенсивности от угла в плоскости, перпендикулярной и параллельной p - n -переходу, измерялись на фиксированных длинах волн вблизи максимумов спектральной интенсивности. Типичные вольт- и ватт-амперные характеристики приведены на рис. 1. Напряжение отсечки, определенное из зависимости тока от напряжения, составило 5.1 В. На вольт-амперной характеристике участка с отрицательной дифференциальной проводимостью S -типа (неустойчивость тиристорного типа) не наблюдалось, что и являлось одной из целей настоящей работы.

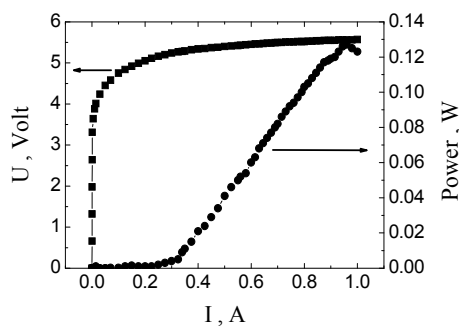


Рис. 1

Спектры генерации лазера при различных токах накачки показаны на рис. 2. Генерация начинается на меньшей частоте излучения при токе накачки 300 мА. Порог генерации коротковолновой линии соответствует 620 мА. При токе накачки выше 780 мА интенсивность коротковолновой линии генерации начинает превосходить длинноволновую линию.

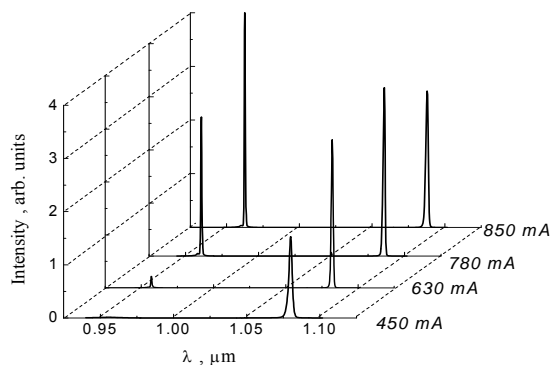


Рис. 2

Спектральная ширина на полувысоте для длинноволновой линии достигла 2.1 нм, а спектральная ширина коротковолновой линии 0.8 нм. Переход от одночастотной к двухчастотной генерации не приводит к изменению линейности ватт-амперной характеристики лазерного диода.

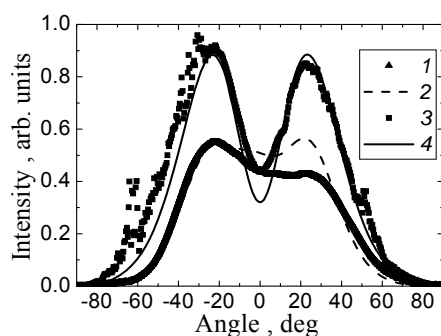


Рис. 3

Для исследования модового состава излучения были проведены измерения диаграмм направленности излучения для двух длин волн. На рис. 3 приведены зависимости интенсивности лазерного излучения от угла на длинах волн максимума спектральных полос генерации: 1 (эксперимент) и 2 (теория) – для длины волны 0.96 мкм; 3 (эксперимент) и 4 (теория) – для длины волны

1.086 мкм. Из рисунка видно, что диаграмма на-

правленности для коротковолнового излучения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, имеет вид трапеции. Такая диаграмма направленности соответствует рассчитанной для моды второго порядка TE_2 . Для длинноволнового излучения видно присутствие двух пиков, положения и относительные амплитуды которых согласуются с полученными из расчета для моды TE_1 .

Для проверки взаимодействия мод были проведены измерения генерации суммарной частоты. Для того чтобы увеличить выходную мощность излучения на суммарной частоте, была использована импульсная токовая накачка (во избежание перегрева лазера), при которой значительно увеличивалась мощность генерации. Отметим, что мощность генерации суммарной частоты пропорциональна произведению мощностей излучения на складываемых частотах. Длительность токовых импульсов, используемых для накачки, была 220 нс, временной интервал между импульсами составлял 0.7 мс.

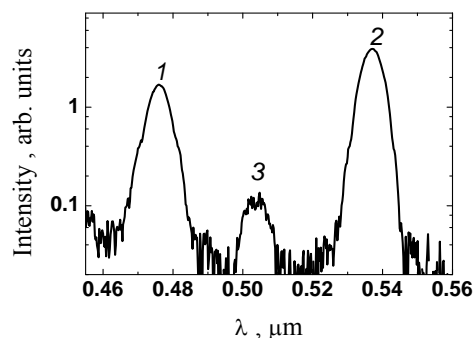


Рис. 4

На рис. 4 показаны результаты измерений спектра суммарной частоты. Из рисунка хорошо видны две линии с длинами волн 0.476 и 0.537 мкм, которые соответствуют вторым гармоникам основных линий генерации. Между этими двумя линиями хорошо видна третья линия меньшей интенсивности, максимум которой соответствует длине волны 0.5 мкм. Эта линия соответствует генерации суммарной частоты. Меньшая её амплитуда по сравнению с амплитудами вторых гармоник обусловлена тем, что для неё интеграл перекрытия двух разных мод меньше, чем интеграл перекрытия каждой из мод с собой.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты №10-02-00371, №09-02-97025 р_поволжье_а, №10-02-00501), программ РАН «Современные проблемы радиофизики» и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров, направленные на достижение предельных параметров», а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (г.к. П2289).

1. И. А. Авруцкий, Л. М. Батукова, Е. М. Дианов, Б. Н. Звонков, Н. Б. Звонков, Г. А. Максимов, И. Г. Малкина, Л. В. Медведева, Т. Н. Янькова // Квантовая электроника. 21, 921 (1994).

Установка сильных импульсных магнитных полей для исследования наноструктур

Ю.Б. Кудасов, К.И. Евланов, А.С. Коршунов, И.В. Макаров, Д.А. Маслов,
В.В. Платонов, Е.Я. Попов, Б.Г. Птицин, В.Д. Селемир, А.В. Филиппов

Саровский физико-технический институт НИЯУ «МИФИ», ул. Духова, 6, Саров.
e-mail: yu_kudasov@yahoo.com

Сильные магнитные поля являются эффективным инструментом для исследования полупроводников и полупроводниковых наноструктур, магнитных и сверхпроводящих систем [1]. Генерация магнитных полей свыше 100 Тл неизбежно сопровождается либо частичным, либо полным разрушением измерительного узла, поэтому в настоящее время большая часть исследований сосредоточена в области полей до 90 Тл на импульсных неразрушаемых магнитах.

В СарФТИ НИЯУ «МИФИ» создана импульсная установка сильных импульсных магнитных полей, позволяющая проводить исследовательские работы в полях до 55 Тл и температурах до 4.2 К. В состав установки входят: конденсаторная батарея (300 кДж, 10 кВ), полупроводниковый коммутатор на основе реверсивно включаемого динистора и вакуумные разрядники, измерительно-управляющий комплекс National Instruments, измерительное и вспомогательное оборудование.

Для создания сильного магнитного поля используются два типа соленоидов. Низкоиндуктивные соленоиды изготавливаются на основе цельноточенной спирали из бериллиевой бронзы в отожженном (состаренном) состоянии. Диаметр внутреннего отверстия составляет 20 мм при общей длине спирали в сжатом состоянии 100 мм. Максимальные магнитные поля при многократном использовании составляют 40 Тл. Время нарастания импульса примерно равно 200 мкс. Характерный импульс магнитного поля показан на рис. 1. Пиковые значения тока в соленоиде достигают 200 кА. Соленоиды этого типа находятся в эксплуатации уже несколько лет и демонстрируют безотказную работу.

Для генерации миллисекундных магнитных полей был разработан многовитковый соленоид. Одной из наиболее сложных проблем, ограничивающих максимальные значения магнитного поля в соленоиде, являются пондеромоторные силы [2]. Деформации, возникающие в соленоиде под действием этих сил, могут стать необратимыми, что приводит к разрушению. Известно несколько способов сохранения конструкции от механического разрушения. В частности, для создания проволоочных соленоидов миллисекундного диапазона мы использовали бандажирование и предварительные механические напряжения [3].

Пондеромоторные силы приводят к сжатию соленоида вдоль оси и его расширению в радиальном направлении, которое, в свою очередь, вызывает сильные тангенциальные напряжения и разрыв проводника на внутренней поверхности соле-

ноида. Для создания предварительного механического напряжения намотка осуществляется с сильным градиентом натяжения провода для получения напряженного внутреннего состояния. При этом внутренние слои оказываются предварительно сжатыми, что позволяет увеличить пиковое значение магнитного поля.

В качестве проводника в проволоочном соленоиде используется микрокомпозитный провод Cu-Nb производства ОАО «ВНИИНМ», обладающего уникальным сочетанием высокой прочности и электропроводности. По внешней поверхности осуществляется бандажирование соленоида высокомодульной высокопрочной нитью АРМОС.

Пиковое значение магнитного поля составляет в соленоиде 55 Тл при диаметре рабочего отверстия 20 мм и длительности импульса около 5 мс. В дальнейшем предполагается повышение пикового поля до 60 – 65 Тл.

Установка укомплектована гелиевой машиной Cryomech LP-12 для организации исследований при температурах вплоть до 4.2 К. Имеется возможность измерить проводимость (в том числе и бесконтактной ВЧ методикой), магнитную восприимчивость, оптические характеристики (пропускание, эффект Фарадея).

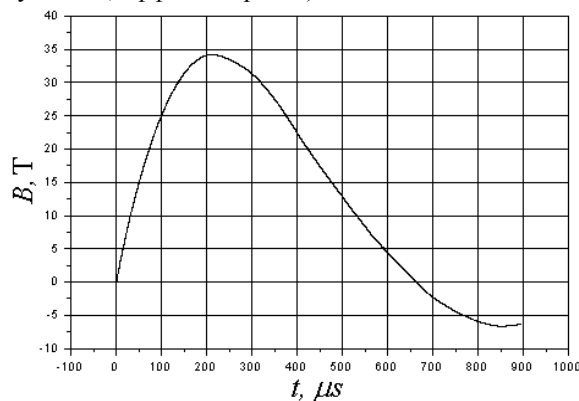


Рис. 1. Форма характерного импульса цельноточенной спиральной соленоида.

Работа частично поддержана РФФИ и ведомственной программой АВЦП-2009-2010.

1. Yu.B.Kudasov, Megagauss magnetization measurements / Physica. В. 2001. V. 294-295. P. 684-690.
2. Лагутин А.С., Ожогин В.И. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. О.Н. Коблова, Ю.Б. Кудасов, Предварительно напряженные соленоиды сильных магнитных полей // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, вып. 18. С. 34-40.

Магнитные нановискеры на основе MnP и (GaMn)As

А. Буравлев^{1,3}, Г. Цырлин^{1,2,4}, В. Романов⁵, Н. Баграев^{1,5}, Е. Брилинская⁵, Н. Лебедева³,
С. Новиков³, Н. Lipsanen³, В. Дубровский^{1,2}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург.

²Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН,
ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург.

³Аальто университет - Школа науки и технологии, ул. Тьетотие, 3, Еспоо.

⁴Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург.

⁵Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, С.-Петербург.
e-mail: bour@mail.ioffe.ru

В последнее время одномерные наноструктуры, которые могут быть получены с помощью эпитаксиальных технологий, привлекают все большее внимание вследствие многообразия их свойств, а также широкого спектра их потенциального применения. Среди них нановискеры, обладающие магнитными свойствами, заслуживают особого рассмотрения, поскольку наличие сильной анизотропии по одному из направлений роста, способность контролировать геометрические размеры и структуру индивидуальных нановискеров, а также их расположение предоставляют уникальные возможности по созданию систем с заранее запрограммированными магнитными свойствами. Несмотря на всю важность исследования свойств подобных одномерных магнитных наноструктур, только в последнее десятилетие стало появляться большое количество работ, связанных с изучением процессов их синтеза [1–7].

Настоящая работа посвящена получению нановискеров на основе MnP, а также (GaMn)As полупроводниковых соединений с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследованию их свойств.

(GaMn)As-нановискеры были выращены на полупроводниковых подложках типа GaAs(111)В и GaAs(100). Первоначально подложки арсенида галлия подвергались предварительной химической обработке, а затем термической очистке поверхности от слоя естественного окисла. После этого осуществлялся рост буферного слоя GaAs. В качестве зародышей для роста (GaMn)As-нановискеров использовались кластеры, состоящие из атомов Mn, осажденных на поверхность GaAs при закрытой ячейке As. Рост нановискеров проводился в течение 15–30 минут при различных температурах подложек (480–660 °С) и соотношениях потоков материалов.

На рис. 1 представлены результаты измерений растровой электронной микроскопии (РЭМ). (GaMn)As-нановискеры, выращенные при температуре подложки 500 °С, обладают характерными размерами порядка 200 нм и имеют очень низкую поверхностную плотность (см. рис. 1, а, б). Кроме того, на рис. 1, а можно заметить марганцевые капли на вершинах нановискеров, свидетельствующие о возможном росте нановискеров по механизму пар – жидкость – кристалл. При увеличении ростовых температур, а также потока марганца, наблюдалось изменение плотности нановиске-

ров, их формы и характерных размеров. Максимальная длина нановискеров составила, как можно заметить, несколько микрометров. Следует отметить, что нановискеры на основе чистого GaAs, выращенные на таких же подложках, имеют кристаллографическую ориентацию вдоль кристаллографических направлений типа $\langle 111 \rangle$, т. е. перпендикулярно поверхности подложек. Очевидно, что (GaMn)As-нановискеры, полученные в данных условиях, не обладают выделенным направлением роста, т. е., вероятно, обладают другой кинетикой роста.

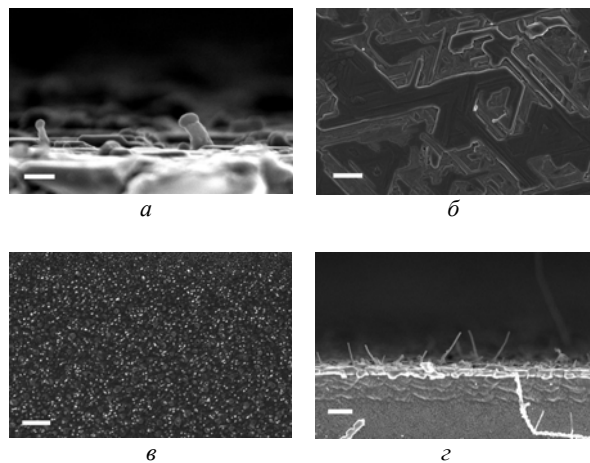


Рис. 1. РЭМ-изображения (GaMn)As нановискеров, выращенных при температурах подложки 500 °С (а, б) и 660 °С (в, г). Длина масштабной метки соответствует: а – 200 нм; б, в, г – 1 мкм

Для измерений удельной магнитной восприимчивости образцов был использован высокочувствительный балансный спектрометр MGD312FG, работа которого основана на измерении температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости по методу Фарадея.

Предварительные результаты измерений температурной и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости образцов с (GaMn)As-нановискерами, выращенными при температуре 660 °С представлены на рис. 2. Вид зависимостей свидетельствует о парамагнитном поведении образцов, которое может быть описано в рамках закона Кюри – Вейса. Следует отметить, что данный факт может быть обусловлен образованием вторичных фаз типа MnAs во время роста нановискеров.

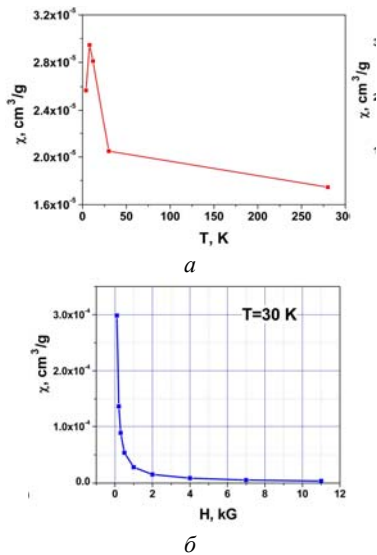


Рис. 2. (а) Температурная зависимости магнитной восприимчивости образца с (GaMn)As нановискерами. Полевая зависимость магнитной восприимчивости образца, измеренная при температуре 30 К (б)

В свою очередь, рост MnP-нановискеров производился на полупроводниковых подложках типа InP(100), а также GaAs(111)В при разных технологических параметрах, но без предварительного нанесения слоя катализатора, т.е. самокаталитически. При этом для получения потока P_2 использовалась крекинговая ячейка.

Данные, полученные с помощью РЭМ, свидетельствуют о том, что MnP-нановискеры, выращенные на поверхности InP(100), обладают диаметрами порядка 150 нм и длинами до 2 мкм (см. рис. 3, а). Исследование химического состава нановискеров, произведенное с помощью энергорассеивающего рентгеновского анализа, выявило, что состав нановискеров, выращенных на подложках типа GaAs(111)В, близок к Mn_2P (см. рис. 3, б), в то время как нановискеры, полученные на InP(100) подложках, по своему составу соответствуют MnP.

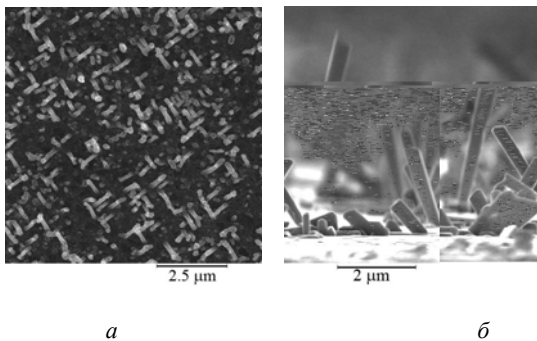


Рис. 3. РЭМ-изображение MnP нановискеров, выращенных на подложке InP(100) (а) и GaAs(111)В (б)

Исследования температурных и полевых зависимостей намагниченности, проведенные с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (СКВИД-магнетометра) образцов с MnP нановискерами, выращенными на InP-подложках,

показали, что они проявляют ферромагнитное поведение вплоть до комнатных температур (рис. 4, а). Полевые зависимости намагниченности демонстрируют наличие петель гистерезиса до температур порядка 280 К (см. рис. 4, б). Величина поля остаточной намагниченности образцов с MnP-нановискерами составляет порядка 3000 Э. Кроме того, исследование температурных зависимостей намагниченности свидетельствует о достаточно высоком значении температуры блокировки полученных образцов ~ 260 К (см. рис. 4, а).

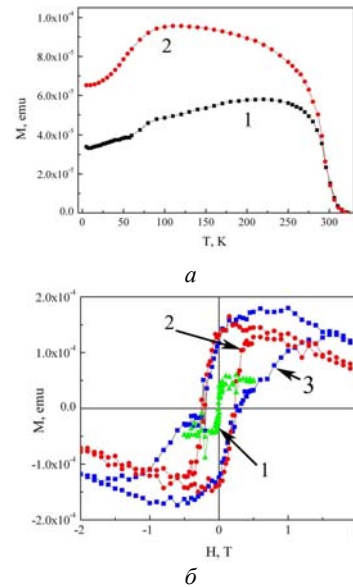


Рис. 4. (а) Температурные зависимости намагниченности образца с MnP-нановискерами, измеренные при приложении магнитного поля 100 Э после охлаждения без магнитного поля (1) и в магнитном поле (2). Полевые зависимости намагниченности (б), измеренные при температуре 295 К (1), 220 К (2) и 15 К (3)

Работа была выполнена при поддержке программы Министерства образования и науки РФ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», фонда РФФИ, Японского фонда поддержки науки (JSPS), программы Академии Финляндии.

1. Y. Yang, Q. Zhao, X.Z. Zhang, Z.G. Liu, C.X. Zou, B. Shen, and D.P. Yu. Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90, 092118.
2. W.B. Jian, Z.Y. Wu, R.T. Huang, F.R. Chen, J.J. Kai, C.Y. Wu, S.J. Chiang, M.D. Lan and J.J. Lin. Phys. Rev. B. 2006. V. 73. 233308.
3. D.S. Han, J. Park, K.W. Rhie, S. Kim, and J. Chang. Appl. Phys. Lett. 2006. V. 86. 032506.
4. J. Sadowski, P. Dłużewski, S. Kret, E. Janik, E. Łusakowska, J. Kanski, A. Presz, F. Terki, S. Charar and D. Tang. Nano Lett. 2007. V. 7. P. 2724-2728.
5. H.C. Jeon, T.W. Kang, T.W. Kim, Y.-J. Yu, W. Jhe and S.A. Song. J. Appl. Phys. 2007. V. 101, 023508.
6. A. Rudolph, M. Soda, M. Kiessling, T. Wojtowicz, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Zweck, C. Back and E. Reiger. Nano Lett. 2009. V. 9. P. 3860-3866.
7. A.D. Bouravleuv, H. Sosiati, T. Ishibashi, N. Kawano and K. Sato. J. Phys: Conf. Ser. 2008. V. 100, P. 052052.

Роль слоя широкозонного полимера для существования переключения проводимости в вентильной структуре

А.Н. Лачинов, Н.В. Воробьева, А.А. Лачинов

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, пр. Октября, 151, г. Уфа.
e-mail: ynv@anrb.ru

Целью настоящей работы является исследование возможности спинового транспорта, для спин-вентильной структуры с транспортным слоем из широкозонного полимерного материала.

Ранее была показана [1] возможность переключения проводимости в асимметричной гетероструктуре, содержащей только один ферромагнитный электрод и слой широкозонного полимерного материала (полидифениленфталаида, ПДФ). Однако экспериментальных результатов для такого переключения в структуре, содержащей два ферромагнитных электрода (симметричная структура), до сих пор получено не было. В то же время подобный эксперимент мог бы дать ответ на возможность спинового транспорта через довольно толстую полимерную пленку.

Основное отличие образцов от ранее использованных [1] заключалось в нанесении на полимерную пленку второго электрода из ферромагнитного металла Ni. Электрод с большей коэрцитивной силой изготавливался методом нанесения слоя никеля на антиферромагнитный слой Cr. Нижняя двухслойная пленка хром/никель, нанесенная на стекло методом осаждения в вакууме, в начальном состоянии имела выделенное направление и повышенную магнитную жесткость [2]. Верхняя никелевая пленка являлась магнитомягким электродом и выделенного направления в исходном состоянии не имела (рис. 1). Полимерные слои наносились либо однослойные, либо для увеличения толщины двухслойные. Однослойные были толщиной не менее 500 нм, двухслойные до 1 мкм. Температура измерений комнатная.

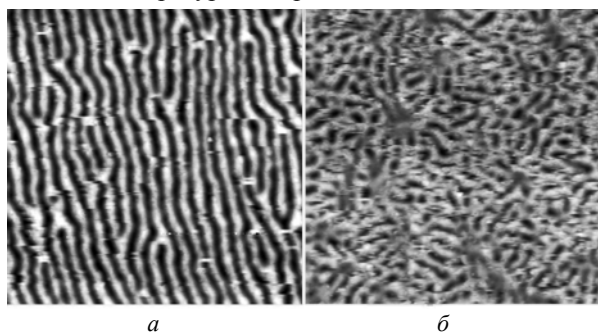


Рис. 1. Изображение нижнего (магнитожесткого) электрода вентильной структуры Cr/Ni/ ПДФ/Ni (а) и верхнего (магнитомягкого) электрода (б), полученное методом магнитно-силовой микроскопии на микроскопе серии Ntegra Prima. Площадь изображения 3×3 мкм

Таким образом, была реализована структура спинового клапана «ток перпендикулярно плоскости». Внешнее магнитное поле было ориентировано параллельно плоскости структуры. Гальваномагнитные явления не превышали десятой доли

процента от регистрируемого сигнала, т. е. практически не влияли на результат.

В результате проведенных экспериментов был реализован эффект электронного переключения при значениях пороговых магнитных полей от 100 до 500 мТл для различных образцов. Направление внешнего магнитного поля было перпендикулярно или параллельно плоскости структуры.

На рис. 2 изображена зависимость тока, протекающего через спин-вентильную структуру, от внешнего магнитного поля.

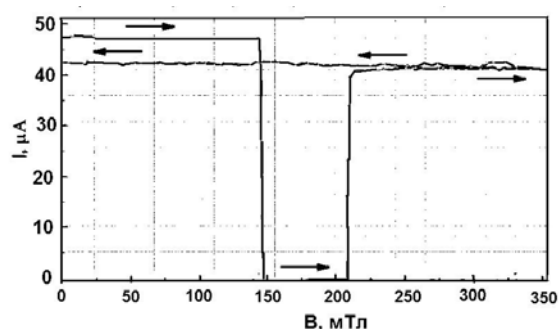


Рис. 2. Изменение тока через гетероструктуру Cr/Ni/ПДФ/Ni (удвоенный слой полимера) в зависимости от внешнего магнитного поля. Направление изменения магнитного поля показано стрелками

В такой структуре происходило изменение сопротивления, внешне похожее на результаты экспериментов, представленные в [3]: есть область магнитных полей, в которой происходит изменение (увеличение) сопротивления структуры. Однако от результатов работы [3] (структура {Co(1 nm)/Tb(1nm)}₁₆/Co(5nm) /Cu(2.5 nm) /Co(5nm)) установлены следующие отличия:

- отсутствие симметричного изменения при противоположном по направлению изменении внешнего магнитного поля;
- большие магнитные поля переключения проводимости;
- транспортный органический слой в 400 раз больше;
- величина эффекта больше на восемь порядков.

При сравнении полученных результатов с результатами для структуры спинового клапана с достаточно толстой (0,2 мкм) прослойкой из сопряженного полимера [4] отличия не менее существенные: так, например, в [4]:

- температура проведения экспериментов 11 К;
- симметричная картина изменения проводимости при противоположном по направлению изменении внешнего магнитного поля, как и в [3];
- малая величина эффекта.

Переключение проводимости в исследуемой структуре Cr/Ni/ ПДФ/Ni для направления внешнего поля параллельно плоскости структуры носили избирательный характер. Существовало только одно выделенное направление, предпочтительное для переключения проводимости. В случае, когда начальное состояние системы не приводило к переключению проводимости, получалась угловая зависимость сопротивления (рис. 3, б).

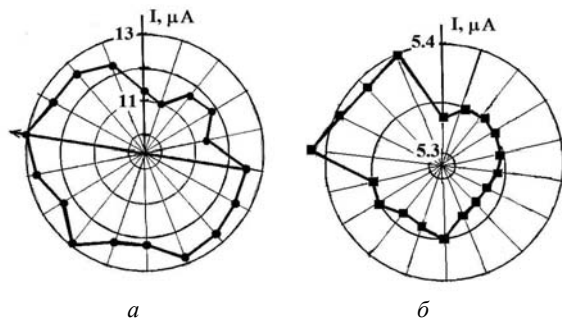


Рис. 3. Угловая зависимость тока, проходящего через экспериментальную структуру нормально к слоям от ориентации внешнего магнитного поля в плоскости структуры для асимметричной (а) и симметричной (б) гетероструктур. Магнитное поле 250 мТл (а) и 120 мТл (б).

На рис. 3, а изображена угловая зависимость тока, проходящего через асимметричную гетероструктуру ПДФ/никель нормально к слоям структуры от направления внешнего магнитного поля в плоскости образца. Электрическое напряжение, подаваемое на структуру, 3 В. Балластное сопротивление 200 кОм. Стрелка показывает направление поверхностной магнитной анизотропии, наведенной на подложке. Как следует из эксперимента, изображенного на рис. 3, а, инжектируемый в структуру ток из ферромагнитного электрода больше в направлении, совпадающем с направлением одноосной анизотропии подложки, т. е. ориентации полосовой доменной структуры.

На рис. 3, б изображено изменение тока через экспериментальную симметричную структуру в зависимости от угла поворота внешнего магнитного поля 120 мТл. Ясно виден выделенный единственный сектор направлений, где значение тока, проходящего через гетероструктуру нормально к ее слоям, заметно выше. Однако, на рис. 3, а, где имеется только один ферромагнитный электрод-инжектор с одноосной магнитной анизотропией, а второй электрод является неферромагнитным, фактически выделены два направления с разницей в 180°. Это объясняется тем, что оба они являются предпочтительными для ориентации доменов электрода-инжектора.

Отметим, что роль полимерного слоя для существования переключения проводимости в вентильной структуре является принципиально важной. При увеличении толщины слоя полимера возрастала его способность к полному переключению.

Серьезные отличия от полученных в других работах [3, 4] вентильных зависимостей сопротивления связаны, по-видимому, со спецификой зонной структуры используемого материала. В тонких пленках широкозонных полимеров, таких

как ПДФ, возможно возникновение промежуточной узкой зоны разрешенных состояний в середине запрещенной зоны. Это зона когерентного переноса заряда [5]. Формирование зоны вызывается слабым внешним давлением на полимер или достаточно высоким приложенным электрическим напряжением. Когда уровень проводимости инжектирующего электрода совпадает с узким сформированным разрешенным интервалом, происходит скачок проводимости (электронное переключение).

Магнитное поле не может сформировать зону когерентного переноса заряда в полимере, однако намагничивание изменяет энергию носителей заряда в никеле. Поэтому влияние магнитного поля заключается в небольшом смещении уровней энергии для носителей заряда в ферромагнетике. Когда энергия носителей заряда в ферромагнитном электроде немного не совпадает с уровнем сформированной узкой зоны когерентного переноса заряда в полимерной пленке, имеется небольшой потенциальный барьер. Преодолеть его помогает энергия магнитной анизотропии. Так получается угловая зависимость сопротивления от направления внешнего магнитного поля в плоскости. Эта зависимость показана на рис. 3, а. Когда внешнее поле ориентировано в «легком» направлении, потенциальный барьер ниже, а ток больше.

При наличии же магнитомягкого электрода-приемника и магнитожесткого электрода-инжектора выделенным окажется только одно направление (или выделенный сектор направлений, рис. 3, б), в котором направление намагниченностей инжектора и приемника близки или совпадают. В такой структуре переключение проводимости в магнитном поле, параллельном плоскости электродов, носит избирательный по направлению характер и может иметь место только в выделенном направлении при прочих равных условиях.

Данная работа была выполнена при поддержке программы президиума РАН №18 «Фундаментальные принципы создания и исследования новых веществ и материалов для молекулярной электроники и спинтроники» и программы ОФН 5.

1. Лачинов А.Н. Особенности гигантского магнитосопротивления в системе ферромагнетик-полимер / Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, вып. 11. С. 720–722.

2. Васьковский В.О. Многоуровневое межслойное взаимодействие в слоистых пленочных структурах / Васьковский В.О., Савин П.А., Лепаловский В.Н., Рязанцев А.А. // ФТТ. 1997. Т. 39, вып. 12. С. 2191–2194.

3. Свалов А.В. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb / Свалов А.В., Савин П.А., Курляндская Г.В., Гуттиеррес И., Васьковский В.О. // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 8. С. 54–57.

4. Xiong Z.H. Giant magnetoresistance in organic spin valves / Xiong Z.H. Di Wu, Vally Vardeny Z., Jing Shi // Nature. 2004. V. 427. P. 821–824.

5. Лачинов А.Н. Модуляция оптического поглощения пленок полидифениленфталата вблизи порога переключения / Лачинов А.Н., Жданов Э.Р., Рахмеев Р.Г., Салихов Р.Б., Антипин В.А. // ФТТ. 2010. Т. 52, вып. 1. С. 181–186.

Анизотропия сопротивления вихревого состояния сверхпроводника

А.А. Беспалов, А.С. Мельников

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105.
e-mail: bespalovaa@gmail.com

Наличие конечного электрического сопротивления у сверхпроводника второго рода, находящегося в смешанном состоянии, связано с движением вихревой структуры. Если сверхпроводник помещён в магнитное поле $H \ll H_{c2}$, где H_{c2} – верхнее критическое поле, то скорость движения вихревой нити \mathbf{V}_L в отсутствие центров пиннинга может быть найдена из соотношения $\eta \mathbf{V}_L = \mathbf{F}_l$, где η – вязкость, а \mathbf{F}_l – так называемая сила Лоренца:

$$\mathbf{F}_l = \frac{\Phi_0}{c} [\mathbf{j}_{tr}, \mathbf{n}]. \quad (1)$$

Здесь Φ_0 – квант потока, c – скорость света в вакууме, \mathbf{j}_{tr} – плотность транспортного тока, а \mathbf{n} – единичный вектор вдоль магнитного поля. Удельное сопротивление материала определяется величиной η :

$$\rho = \frac{B\Phi_0}{c^2\eta}, \quad (2)$$

где B – средняя магнитная индукция в образце. Заметим, что в анизотропном случае вязкость и удельное сопротивление являются тензорными величинами (см. [1, 2]).

Наш интерес к анизотропным сверхпроводникам вызван открытием в 2008 г. нового класса высокотемпературных сверхпроводников, представляющих собой слоистые соединения на основе железа (см. [3]). Эти соединения обладают высокой анизотропией: $\sigma_c/\sigma_{ab} \ll 1$ и $m_{ab}/m_c \ll 1$, где σ_c , σ_{ab} и m_c , m_{ab} – нормальные проводимости и эффективные массы куперовской пары в направлении оси анизотропии c и в плоскости ab , перпендикулярной к c , причем возможно несоответствие между анизотропиями масс и проводимостей, т.е. отношение $m_c\sigma_c/m_{ab}\sigma_{ab}$ может отличаться от единицы.

Для вычисления вязкости мы использовали подход, описанный в работе [4], основанный на приближении нестационарного уравнения Гинзбурга – Ландау:

$$\gamma \left(\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} + 2ie\Phi\psi \right) = -\frac{\delta F}{\delta \psi^*}, \quad (3)$$

где ψ – сверхпроводящий параметр порядка, γ – константа релаксации, $e < 0$ – заряд электрона, Φ – электрический потенциал, а F – свободная энергия Гинзбурга – Ландау:

$$F = \int \left[\left(i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi^* \frac{\hat{m}^{-1}}{2} \left(-i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi + a |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 \right] d^3 \mathbf{r}. \quad (4)$$

Здесь масса куперовской пары \hat{m} является тензором. Строго говоря, уравнение (3) справедливо

для изотропных бесщелевых сверхпроводников, однако в литературе встречается применение этого уравнения также к анизотропным материалам. Уравнение (3) совместно с уравнениями Максвелла решается приближённо методом «поле плюс солитон» (см., например, [4]) в пределе $\lambda \gg \xi$, где λ – лондоновская длина. Данный метод приводит к выражению для вязкости $\hat{\eta}$, состоящему из двух слагаемых: релаксационной компоненты $\hat{\eta}_p$, связанной с релаксацией параметра порядка, и омической компоненты $\hat{\eta}_h$, связанной с протеканием нормальных токов через kern вихря. Компонента $\hat{\eta}_p$ вычислена точно в общем случае в работе [2].

В настоящей работе исследована зависимость омической компоненты тензора вязкости от параметров $u = u_{ab} = \xi_{ab}/l_{Eab}$ и $u_c = \xi_c/l_{Ec}$, где ξ_{ab} , ξ_c и l_{Eab} , l_{Ec} – длины когерентности и длины экранирования электрического поля в направлении оси c и в плоскости ab соответственно. Введём систему координат так, чтобы ось z была направлена вдоль магнитного поля. Ось анизотропии лежит в плоскости xOz и составляет угол φ с осью z (рис. 1).

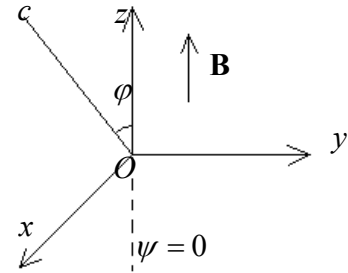


Рис. 1. Выбор системы координат

Тогда недиагональные компоненты тензора $\hat{\eta}_h$ равны нулю, а диагональные компоненты определяются из следующих соотношений:

$$\eta_{xx} = -2 \frac{|a|}{b} \gamma \hbar \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{\frac{1}{2}} \int f^2(\rho) \frac{y}{\rho^2} \left(u^2 \Phi_x - \frac{y}{\rho^2} \right) d^2 \rho, \quad (5)$$

$$\eta_{yy} = -2 \frac{|a|}{b} \gamma \hbar \left(\frac{1+\mu \cos^2 \varphi}{1+\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \int f^2(\rho) \frac{x}{\rho^2} \left(u^2 \Phi_y - \frac{x}{\rho^2} \right) d^2 \rho, \quad (6)$$

$$s(\varphi) \frac{\partial^2 \Phi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_x}{\partial y^2} = \left(u^2 \Phi_x - \frac{y}{\rho^2} \right) f^2(\rho), \quad (7)$$

$$s(\varphi) \frac{\partial^2 \Phi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_y}{\partial y^2} = \left(u^2 \Phi_y - \frac{x}{\rho^2} \right) f^2(\rho), \quad (8)$$

$$\mu = \frac{m_c}{m_{ab}} - 1, \quad s(\varphi) = 1 + \left(\frac{u_{ab}^2}{u_c^2} - 1 \right) \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{1 + \mu \cos^2 \varphi}. \quad (9)$$

Здесь x и y – безразмерные координаты, а функция $f(\rho)$ удовлетворяет нелинейному уравнению

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{df}{d\rho} \right) - \frac{f}{\rho^2} + f - f^3 = 0 \quad (10)$$

с граничными условиями $f(0) = 0, f(\infty) = 1$. Компоненты тензора $\hat{\eta}_h$ были вычислены в нескольких предельных случаях:

1) $u \gg 1, s \sim 1$. Показано, что асимптотика компонент $\hat{\eta}_h$ имеет вид

$$(\hat{\eta}_h)_{xx,yy} = \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{\pm 1/2} \cdot \left(\frac{C_{1x,y}(s)}{u} + \frac{C_{2x,y}(s)}{u^2} + \alpha(u^{-2}) \right). \quad (11)$$

2) $u_{ab} = u_c \gg 1$. Если $u_{ab} = u_c$, то задача формально эквивалентна изотропной. При $u \gg 1$

$$(\hat{\eta}_h)_{xx,yy} \approx 2\pi\gamma\hbar \frac{|a|}{b} \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{\pm 1/2} \cdot \left(\frac{0,583}{u} - \frac{1}{8u^2} \right). \quad (12)$$

Расхождение между результатом (12) и точным (численным) ответом при $u = \sqrt{12}$ составляет менее 2%. Соотношение (12) уточняет аналитическую оценку, приведённую в статье [5].

3) $u \sim 1, s \gg u^2$. Этот случай может реализоваться только в сильно анизотропных сверхпроводниках, причём ось вихря должна составлять достаточно малый угол с плоскостью c . Асимптотика для компонент тензора омической вязкости имеет вид

$$(\hat{\eta}_h)_{xx,yy} \approx 2\pi\gamma\hbar \frac{|a|}{b} \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{\pm 1/2} \cdot \left(\frac{1}{2} \ln \frac{s}{u^2} \mp 0,5 - 0,975 \right). \quad (13)$$

Кроме того, было показано, что уравнения (5)–(8) эквивалентны вариационной задаче:

$$(\hat{\eta}_h)_{xx,yy} \approx 2\gamma\hbar \frac{|a|}{b} u^2 \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{\pm 1/2} \cdot \min_{\tilde{\Phi}} \int \left[s_x \left(\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial x} \right)^2 + s_y \left(\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial y} \right)^2 + \frac{f^2(\rho)}{u^2} \left(u^2 \tilde{\Phi} - \frac{y}{\rho^2} \right)^2 \right] dx dy. \quad (14)$$

В это соотношение следует подставить $s_x = s, s_y = 1$ при вычислении η_{hx} и $s_x = 1, s_y = s$ при вычислении η_{hy} . С использованием пробной функции вида $\tilde{\Phi} = \Phi_1(\rho) \sin \chi$ (χ – полярный угол в плоскости xOy) и приближённого профиля $f(\rho) \approx \rho / (f'(0)^{-2} + \rho^2)^{1/2}$ были получены приближённые соотношения для омической вязкости при произвольных параметрах u_{ab}, u_c и φ :

$$\eta_{hx} \approx 2\pi\gamma\hbar \frac{|a|}{b} \frac{f'(0)}{2u} \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{1/2} \sqrt{s(\varphi)+3} \times \\ \times K_0 \left(\frac{2u}{f'(0)\sqrt{s(\varphi)+3}} \right) / K_1 \left(\frac{2u}{f'(0)\sqrt{s(\varphi)+3}} \right), \quad (15)$$

$$\eta_{hy} \approx 2\pi\gamma\hbar \frac{|a|}{b} \frac{f'(0)}{2u} \left(\frac{1+\mu}{1+\mu \cos^2 \varphi} \right)^{-1/2} \sqrt{3s(\varphi)+1} \times \\ \times K_0 \left(\frac{2u}{f'(0)\sqrt{3s(\varphi)+1}} \right) / K_1 \left(\frac{2u}{f'(0)\sqrt{3s(\varphi)+1}} \right), \quad (16)$$

где K_0 и K_1 – функции Макдональда. Приближённые соотношения (15) и (16) хорошо согласуются с (12) и (13), а также с (11) при $s = 0$ (коэффициенты $C_{1x,y}(0)$ и $C_{2x,y}(0)$ были определены численно).

В приближении нестационарной теории Гинзбурга – Ландау анизотропия вязкости не зависит от температуры.

Существует более общий подход к вычислению вязкости, основанный на обобщённых нестационарных уравнениях Гинзбурга – Ландау (см. [1]):

$$2\hbar\gamma\sqrt{1+q^2} |\psi|^2 \frac{\partial |\psi|}{\partial t} = - \frac{\delta F}{\delta |\psi|}, \quad (17)$$

$$\frac{\gamma |\psi|^2}{\sqrt{1+q^2} |\psi|^2} \left(\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} + 2e\Phi \right) = \frac{\hbar^2}{2} \nabla (|\psi|^2 \hat{m}^{-1} \nabla \theta), \quad (18)$$

$$q^2 = \frac{4(\pi T_c)^2 \tau_{ph}^2}{7\zeta(3)N\hbar^2}, \quad (19)$$

где $\theta = \arg \psi$, T_c – критическая температура, τ_{ph} – время свободного пробега при рассеянии на фонах, а N – концентрация электронов в зоне проводимости. Было показано, что в рамках этого подхода анизотропия полной вязкости $\hat{\eta} = \hat{\eta}_p + \hat{\eta}_h$ зависит от температуры. Качественный график зависимости отношения η_{xx} / η_{yy} от температуры приведён на рис. 2.

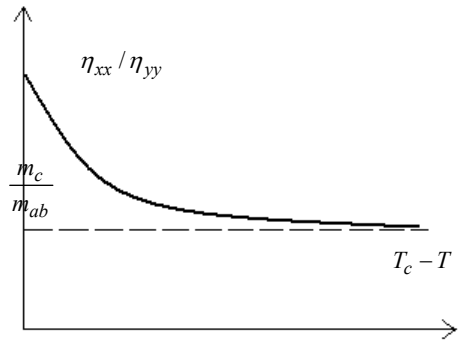


Рис. 1. Качественная зависимость анизотропии вязкости от температуры. $\varphi = \pi/2$

Таким образом, анизотропией вязкости можно управлять, изменяя температуру образца.

1. N.B. Kopnin, Theory of Nonequilibrium Superconductivity (Oxford University Press, Oxford 2001).
2. В.М. Генкин, А.С. Мельников // ЖЭТФ. **95**, 2170 (1989).
3. М.В. Садовский // УФН **178**, 1243 (2008).
4. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин // УФН. **116**, 413 (1975).
5. C.-R. Hu // Phys. Rev. B. **6**, 1756 (1972).

Бифуркации в нелинейном диссипативном осцилляторе и квантовые измерения состояний кубита

А.И. Гельман¹, А.М. Сатанин², S. Ashhab³ and F. Nori³

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Н. Новгород.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород.

³ Advanced Science Institute, (RIKEN), Wako-shi, Saitama, 351-0198, Japan

e-mail: gelman@appl.sci-nnov.ru

В настоящее время квантовые системы, основанные на джозефсоновских переходах, рассматриваются как перспективные элементы для неразрушающих квантовых измерений. Динамика джозефсоновского осциллятора в слабонелинейном режиме демонстрирует бифуркационное поведение (бифуркация Андронова – Хопфа) при изменении амплитуды переменного тока. Если нелинейный осциллятор с параметрами вблизи точки бифуркации приводится во взаимодействие с двухуровневой системой (кубитом), то он может «перебрасываться» в то или иное положение равновесия, зависящее от состояний кубита. Иными словами, нелинейный осциллятор дискриминирует состояния кубита, т.е. может служить «пойнтером» при измерении квантовой системы. Согласно теории измерений показания прибора необходимо снимать в квазиклассическом режиме, когда роль диссипации оказывается наиболее существенной. Эффективность использования бифуркационного джозефсоновского осциллятора в нелинейном режиме для квантовых измерений продемонстрирована экспериментально в работах [1, 2].

В данной работе будет исследован классический и квантовый режим динамики джозефсоновского осциллятора, взаимодействующего с зарядовым кубитом специального вида (так называемый квантроний кубит – *quantronium qubit*) [3]. Фактически этот прибор состоит из расщепленного зарядового кубита: два сверхпроводящих островка, функционирующие в режиме кулоновской блокады, имеют полную емкость C_J , каждый из них – джозефсоновскую энергию $E_J/2$, “смещены” постоянным потенциалом V_g и могут возбуждаться дополнительно микроволновым излучением через емкость C_g (см. рис. 1).

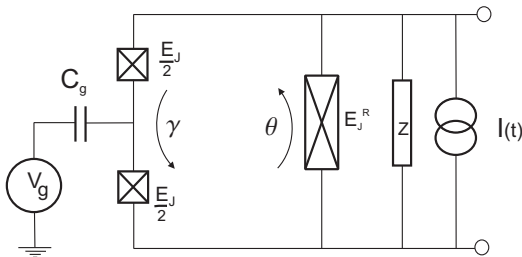


Рис. 1. Схема кубита (*quantronium qubit*) (левая часть рисунка), взаимодействующего со слабодиссипативным измерительным джозефсоновским осциллятором (правая часть рисунка)

Полный гамильтониан системы ($H = H_{QO} + H_J$) включает гамильтониан расщепленного куперовского островка

$$H_{QO} = 4E_C \left(\hat{N} - \frac{C_g V(t)}{2e} \right)^2 - E_J \cos \frac{\theta}{2} \cos \gamma$$

и гамильтониан джозефсоновского осциллятора

$$H_J = \frac{\hat{Q}^2}{2C} - E_J^R \cos \theta - \frac{\hbar^2}{2e} I(t) \theta,$$

где \hat{N} и $\hat{Q}/2e$ – обобщенные импульсы, сопряженные к фазам γ и θ соответственно куперовскому и джозефсоновскому переходам. Как видно, связь подсистем осуществляется за счет общего участка цепи. Управление состояниями кубита осуществляется переменным напряжением $V(t) = V_g + V_{rf}(t) \cos \gamma$, а переменный ток $I(t)$ служит для управления измерительным джозефсоновским осциллятором.

Вблизи точки кулоновского вырождения можно использовать базисные состояния $|N\rangle$ и $|N+1\rangle$ ($\hat{N}|N\rangle = N|N\rangle$). В этом подпространстве: $|N\rangle = (1,0)$ и $|N+1\rangle = (0,1)$, гамильтониан аппроксимируется выражением

$$H \cong 2E_C \frac{C_g V_{rf}(t)}{e} \sigma_x - E_J \cos \frac{\theta}{2} \sigma_z + \frac{Q^2}{2C} - E_J^R \cos \theta - \frac{\hbar^2}{2e} I(t) \theta, \quad (1)$$

где σ_x и σ_z – спиновые матрицы Паули.

При относительно малом токе $I(t)$ джозефсоновский осциллятор работает в слабонелинейном режиме. Тогда потенциал в выражении (1) можно разложить по степеням θ :

$$H_{eff} \cong 2E_C \frac{C_g V_{rf}(t)}{e} \sigma_x - E_J \sigma_z + \frac{Q^2}{2C} + E_J (1 + \lambda \sigma_z) \frac{\theta^2}{2} - E_J \left(1 + \frac{\lambda}{4} \sigma_z \right) \frac{\theta^4}{4!} - \frac{\hbar^2}{2e} I(t) \theta,$$

где $\lambda = E_J / 4E_J^R$.

Наиболее простая ситуация имеет место при $V_{rf}(t) = 0$, когда состояния разбиваются на два подпространства (Ψ_{\pm}), соответствующие различ-

ным проекциям спина. В этом случае система описывается независимыми гамильтонианами:

$$H_{\pm} \cong \frac{Q^2}{2C} + E_J(1 \pm \lambda) \frac{\theta^2}{2} - E_J \left(1 \pm \frac{\lambda}{4}\right) \frac{\theta^4}{4!} - \frac{\hbar^2}{2e} I(t) \theta.$$

Пусть ток имеет вид $I(t) = i_{rf} \cos \psi(t)$, где $\psi(t)$ – фаза тока, которая выбрана в виде $\psi(t) = \omega t - \alpha t^2 / 2$ (здесь α – параметр “сви́пирования”).

Уравнения для фазы джозефсоновского осциллятора в квазиклассическом приближении можно записать в виде

$$\frac{d^2 \theta_{\pm}}{dt^2} + \omega_{\pm}^2 \theta_{\pm} - \beta_{\pm} \theta_{\pm}^3 = F \cos \psi(t), \quad (2)$$

где $\omega_{\pm}^2 = \omega_p^2(1 \pm \lambda)$, $\omega_p^2 = (2e/\hbar)^2 E_J^R / C$, $\beta = \omega_p^2 / 6$, $\beta_{\pm} = \beta(1 \pm \lambda/4)$, $F = 2eI_{rf} / \hbar C$.

Уравнения (2) будем решать методом Боголюбова – Митропольского. Для этого введем новые переменные

$$\begin{cases} \theta_{\pm} = \sqrt{2I_{\pm}} \cos(\psi(t) + \phi_{\pm}), \\ \frac{d\theta_{\pm}}{dt} = -\sqrt{2I_{\pm}} \omega \sin(\psi(t) + \phi_{\pm}), \end{cases} \quad (3)$$

где a_{\pm} (амплитуда) и ϕ_{\pm} (фаза) рассматриваются как медленные переменные. Для них получаем уравнения, совпадающие по виду с уравнением нелинейного маятника (дополненного слагаемым, обусловленным параметром “сви́пирования”):

$$\begin{cases} \frac{dI_{\pm}}{dt} = -\varepsilon_{\pm} \sqrt{2I_{\pm}} \sin \phi_{\pm}, \\ \frac{d\phi_{\pm}}{dt} = \alpha t - \Lambda_{\pm} I_{\pm} - \frac{\varepsilon_{\pm}}{\sqrt{2I_{\pm}}} \cos \phi_{\pm}, \end{cases} \quad (4)$$

где $\varepsilon_{\pm} = F / 2\omega_{\pm}$, $\Lambda_{\pm} = 3\beta_{\pm} / 4\omega_{\pm}$. Исследование системы (4) показывает, что в процессе эволюции: 1) имеет место “захват” фазы при $\phi_{\pm} = \pi$; 2) действие $I_{\pm} \sim \alpha / \Lambda_{\pm} t$ при определенных параметрах системы возрастает. Определив “адиабатическое” действие $I_{\pm}^0(t)$ соотношением

$$\alpha t - \Lambda_{\pm} I_{\pm}^0 + \varepsilon_{\pm} / \sqrt{2I_{\pm}^0} = 0$$

и полагая $I_{\pm} = I_{\pm}^0 - J_{\pm}$, мы можем ввести новые переменные J_{\pm} и фазы ϕ_{\pm} , для которых уравнения движения определяются гамильтонианом:

$$H_{\pm} = \frac{J_{\pm}^2}{2M_{\pm}} + \alpha M_{\pm} \phi_{\pm} - \varepsilon_{\pm} \sqrt{2I_{\pm}^0} \cos \phi, \quad (5)$$

где $M_{\pm}^{-1} = \Lambda_{\pm} + \frac{\varepsilon_{\pm}}{2\sqrt{2}} (I_{\pm}^0)^{-3/2}$. Как видно из (5),

эффективный гамильтониан джозефсоновского осциллятора эквивалентен гамильтониану маятника, к которому приложен вращательный момент, а условие “раскрутки” зависит от состояния кубита. Именно это свойство может быть положено в основу дискриминации состояний кубита. На практике условия нарастания колебаний удобней переформулировать как условия для амплитуды управляющего тока. Нетрудно показать, что для разных состояний кубита джозефсоновский осциллятор начинает раскачиваться (усилить сигнал), если выполнены неравенства:

$$\frac{I_{rf}^{\pm}}{I_{C0}} > 1.1 \frac{(1 \pm \lambda)^{3/2}}{(1 \pm \lambda/4)^{1/2}} \left(\frac{\sqrt{\alpha}}{\omega_p} \right)^{3/2}.$$

В работе исследован квантовый режим функционирования джозефсоновского “усилителя”. Гамильтониан системы включает также слагаемые, описывающие взаимодействие с бозонным термостатом, что отражает ситуацию в эксперименте. Шумы учитывались введением соответствующих слагаемых в уравнения для матрицы плотности

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \frac{\gamma_{\varphi}}{2} (\sigma_z \rho \sigma_z - \rho) + \\ & + \frac{\gamma}{2} (2a \rho a^{\dagger} - a^{\dagger} a \rho - \rho a^{\dagger} a), \end{aligned}$$

где a^{\dagger} и a – операторы рождения и уничтожения (связанные с переменной θ), а γ_{φ} и γ – параметры релаксации кубита и осциллятора. Уравнение для матрицы плотности решалось квантовым методом Монте-Карло [3]. Параметры системы выбраны в соответствии с [2]. Выполнено моделирование динамики связанной системы кубит-осциллятор, демонстрирующее чувствительность поведения осциллятора вблизи классической бифуркационной траектории к состояниям кубита. Изучено обратное действие осциллятора на кубит. Использование метода Монте-Карло позволило получить квантовые траектории, характеризующие эволюцию одиночного кубита в единичном эксперименте. Промоделировано влияние термостата на степень перепутанности состояний системы осциллятор-кубит. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментом [2].

1. *I. Siddiqi et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 207002 (2004).
2. *I. Siddiqi, et al.*, Phys. Rev. B **73**, 054510 (2006).
3. *D. Vion et al.*, Science **296**, 886 (2002); *M. B. Plenio, P.L. Knight*, Rev. Mod. Phys. **70**, 101 (1998).

Измерения зависимостей от магнитного поля критического тока и выпрямленного напряжения системы из двух асимметричных сверхпроводящих колец разного диаметра

А.А. Бурлаков, В.Л. Гуртовой, А.В. Никулов, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Московская обл.
e-mail: andrey@iptm.ru

В работе [1] был обнаружен эффект выпрямления переменного тока $I_{ext} = I_0 \sin(2\pi\omega t)$ на асимметричных сверхпроводящих кольцах радиусом $r \approx 2$ мкм. Периодическое изменение в магнитном поле $\Phi = BS$ знака и величины выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$, с периодом, соответствующим кванту потока $\Phi_0 = \pi\hbar/e$, свидетельствует о том, что эффект связан с устойчивым током

$$I_p = I_{p,A} 2(n - \Phi/\Phi_0), \quad (1)$$

циркулирующим в кольце, вследствие квантования скорости сверхпроводящих пар [2]. $S = \pi r^2$ – площадь кольца; $I_{p,A}(T) = n_s 2e(s_n s_w / (s_n + s_w)) (\hbar / mr)$ – амплитуда осцилляций устойчивого тока, увеличивающаяся $I_{p,A} = I_{p,A}(0)(1 - T/T_c)$ при понижении температуры T [2]; $s_n = dw_n$, $s_w = dw_w$ – сечения половинок кольца. Измерения, проведенные в [3], показали, что эффект выпрямления обусловлен анизотропией критического тока $I_{c,an}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0) - I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, знак и величина которого периодически изменяются в магнитном поле. $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ – зависимости критического тока от магнитного поля, измеренные при противоположных направлениях измерительного тока. Анизотропия критического тока колец с разной шириной половинок $w_n < w_w$ является ожидаемым эффектом. При разном направлении измерительного тока он складывается с циркулирующим устойчивым током в половинках с разным сечением $s_n < s_w$, и поэтому $I_{c,an}(\Phi/\Phi_0) = (s_w/s_n - s_n/s_w)I_p(\Phi/\Phi_0)$ [3]. Но измерения показали, что, вопреки ожиданию, анизотропия появляется с появлением асимметрии кольца в результате изменения не функции, описывающей зависимость критического тока от магнитного поля $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, а ее аргумента [3, 4]. С появлением даже относительно небольшой асимметрии колец $s_w/s_n = w_w/w_n \geq 1.25$ зависимости $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ сдвигаются в противоположные стороны относительно зависимости для симметричного кольца $I_{c+}(\Phi/\Phi_0) = I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_c(\Phi/\Phi_0)$, на четверть кванта потока $\Phi_0/4$. Это приводит к наблюдаемой анизотропии критического тока $I_{c,an}(\Phi/\Phi_0) \approx I_c(\Phi/\Phi_0 + 0.25) - I_c(\Phi/\Phi_0 - 0.25)$ [3] и эффекту выпрямления [1, 3], но противоречит условию квантования и результатам измерения осцилляций сопротивления [4]. Обнаруженное противоречие требует всестороннего исследования квантовых осцилляций в маг-

нитном поле различных величин, измеренных на асимметричных кольцах и системах таких колец.

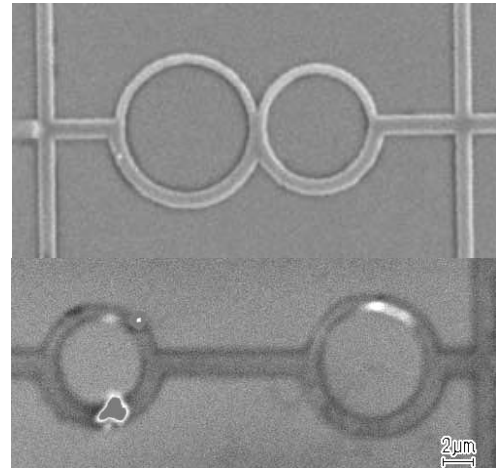


Рис. 1. Две из трех систем колец с разной геометрией, использованные при измерениях зависимости от магнитного поля критического тока $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$ и выпрямленного напряжения $V_{dc}(B)$. Сверху показаны соприкасающиеся кольца. Внизу кольца, разнесенные на расстояние ≈ 9 мкм. В третьей структуре, подобной показанной сверху, сделано сужение в области соединения колец. Для всех структур: отношение радиусов колец $r_2/r_1 \approx 1.13$, радиус меньшего кольца $r_1 \approx 1.8$ мкм, ширина половинок $w_n \approx 0.2$ мкм и $w_w \approx 0.4$ мкм

Периодичность изменения в магнитном поле B устойчивого тока (1) связана с изменением квантового числа n , определяющего набег фазы волновой функции, описывающей сверхпроводящее состояние кольца. При одинаковой площади $S = \pi r^2$ изменение n должно происходить во всех кольцах при одинаковых величинах магнитного поля $B = \Phi/S$. В соответствии с этим на системах последовательно соединенных колец с одинаковым радиусом наблюдаются осцилляции $V_{dc}(B)$, $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$, аналогичные осцилляциям на одиночных кольцах [1, 2]. Амплитуда $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$ не изменяется [3], а амплитуда $V_{dc}(B)$ увеличивается пропорционально числу колец в системе [1, 3]. В данной работе проведены исследования более сложного случая системы из двух колец с разным радиусом, рис. 1. Измерены зависимости от магнитного поля как выпрямленного напряжения, так и критического тока систем колец различного типа: соприкасающиеся кольца, разнесенные кольца и кольца с сужением в месте соприкосновения.

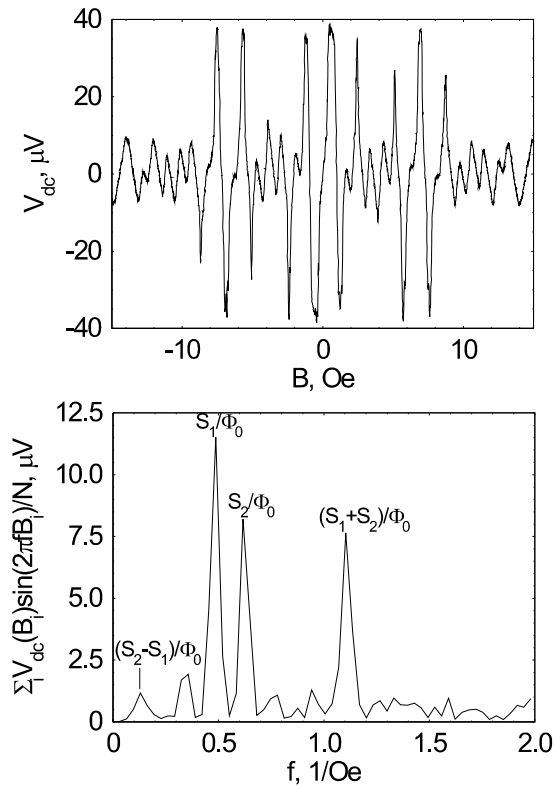


Рис. 2. Зависимость выпрямленного напряжения от магнитного поля, измеренная на системе двух колец радиусом $r_1 \approx 1.8$ мкм и $r_2 \approx 2.0$ мкм с сужением в месте соприкосновения, измеренная при амплитуде внешнего тока $I_0 \approx 17.5$ мкА частотой $\omega = 1$ кГц и температуре $T \approx 1.323$ К $\approx 0.981 T_c$. На нижнем рисунке показано фурье-преобразование этой зависимости. Отмечены пики, соответствующие площади колец, а также их сумме и разности

Измеренные зависимости $V_{dc}(B)$, $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$ выглядят более хаотично (рис. 2), чем в случае колец с одинаковым радиусом. Квантование (1) в каждом из колец удается выявить с помощью преобразование Фурье этих зависимостей. Анализ $V_{dc}(B)$, $I_{c,an}(B) = I_{c+}(B) - I_{c-}(B)$ выявил гармоники $A_{V1} \sin(2\pi f_1 B)$, $A_{Ic1} \sin(2\pi f_1 B)$ и $A_{V2} \sin(2\pi f_2 B)$, $A_{Ic2} \sin(2\pi f_2 B)$, соответствующие площади каждого из колец $f_1 = 1/B_1 = S_1/\Phi_0 \approx 0.48$ 1/Э и $f_2 = 1/B_2 = S_2/\Phi_0 \approx 0.62$ 1/Э для всех исследованных систем (рис. 2). Амплитуда A_{V1} , A_{Ic1} гармоник меньшего кольца превышает A_{V2} , A_{Ic2} для большего кольца во всех случаях. Амплитуды анизотропии критического тока линейно уменьшаются с приближением к критической температуре A_{Ic1} , $A_{Ic2} \propto 1 - T/T_c$, как и для одиночных колец [3]. Амплитуды выпрямленного напряжения A_{V1} , A_{V2} изменяются немонотонно с амплитудой переменного тока I_0 , также в соответствии с результатами, полученными на одиночных кольцах [1, 3]. Вначале появляется вклад от кольца с меньшим радиусом, что может быть объяснено большей величиной амплитуды устойчивого тока в кольце с меньшим радиусом (1). Данные измерения подтверждают в основном полученные ранее результаты.

Принципиально новым по сравнению с результатами, полученными на одиночных кольцах и системах одинаковых колец, является наблюдение гармоник, соответствующих сумме $(S_1+S_2)/\Phi_0$ и разности $(S_2-S_1)/\Phi_0$ площади колец (рис. 2). Вклад $(S_1+S_2)/\Phi_0$ наиболее заметен на системе с сужением в области соединения колец. Амплитуда анизотропии критического тока этого вклада A_{Ic+} примерно равна амплитуде анизотропии критического тока от большого кольца и также изменяется с температурой. Амплитуда выпрямленного напряжения данного вклада A_{V+} изменяется с I_0 также подобно A_{V1} и A_{V2} . В зависимостях $V_{dc}(B)$, $I_{c,an}(B)$, измеренных на системе с соприкасающимися кольцами, вклад $(S_1+S_2)/\Phi_0$ отсутствует, но более заметен вклад $(S_2-S_1)/\Phi_0$, соответствующий разности площадей. Амплитуды этого вклада A_{Ic-} и A_{V-} изменяются с температурой и амплитудой тока аналогично амплитудам для одиночных колец. Для системы с разнесенными кольцами вклады, соответствующие сумме $(S_1+S_2)/\Phi_0$ и разности $(S_2-S_1)/\Phi_0$ площадей колец не наблюдаются.

Мы вычислили зависимости $I_{c+}(B)$, $I_{c-}(B)$ и $I_{c,an}(B)$, исходя из условия, что критический ток соответствует достижению скорости распаривания в любом сегменте структуры. Вычисления, проведенные для системы разнесенных колец, подтвердили, что в этом случае должны быть вклады только от гармоник, соответствующих площади отдельных колец. При этом, как и наблюдается, вклад от кольца меньшего размера должен быть больше. Вычисления для соприкасающихся колец, кроме вклада от одиночных колец S_1/Φ_0 , S_2/Φ_0 , дали вклад от суммы их площадей $(S_1+S_2)/\Phi_0$. Вклад $(S_2-S_1)/\Phi_0$, который наблюдается для данного случая, в вычисленной зависимости $I_{c,an}(B)$ отсутствует. Таким образом, хотя вычисленные и измеренные зависимости критического тока от магнитного поля для одиночных колец качественно отличаются, теория может описать зависимости, наблюдаемые для более сложного случая.

1. Дубонос, С.В. Наблюдение постоянного напряжения, пропорционального устойчивому току в сверхпроводящих кольцах, индуцированного внешним переменным током / С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н. Жуляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, вып. 7. С. 439–444.

2. Тинкхам, М. Введение в сверхпроводимость / М. Тинкхам. – М.: Атомиздат, 1980. – 310 с.

3. Гуртовой, В.Л. Зависимость величины и направления устойчивого тока от величины магнитного потока в сверхпроводящих кольцах / В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, вып. 6. С. 1320–1339.

4. Гуртовой, В.Л. Противоречие между наблюдениями квантовых осцилляций сопротивления и критического тока асимметричных сверхпроводящих колец / В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий, А.В. Никулов, В.А. Тулин // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, вып. 1. С. 297–303.

Стратегия разработки сверхпроводящего кубита с большим временем декогеренции

В.Л. Гуртовой, В.А. Тулин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
142432 г. Черноголовка, Московская обл.
e-mail: gurtovoi@iptm.ru

В последнее время разработано несколько типов сверхпроводящих кубитов [1], позволяющих оперировать с квантовой информацией. Тем не менее лучшее время декогерентности для всех типов кубитов не превышает нескольких микросекунд. Более того, источники шумов и локализация двухуровневых состояний, ограничивающих время декогеренции, не выяснены. Известными источниками шумов считается объем туннельного диэлектрика [1], интерфейс (туннельный диэлектрик) – сверхпроводник, вносящий, по-видимому, в декогеренцию больший, чем объем, вклад, ввиду малой толщины диэлектрика и плохого качества интерфейса из-за повсеместного использования окисленного алюминия – аморфного материала с одними из худших характеристик. Недавно было обнаружено влияние на время декогеренции разделяющего металлизацию диэлектрика (SiO_2 , SiN_x) [2].

Из общих соображений следует, что любая электрическая емкость, подключенная параллельно к кубиту, может приводить к декогеренции из-за неидеальности диэлектрика в этой емкости и, следовательно, наличия в нем двухуровневых состояний. Следует отметить, что все системы фильтрации электромагнитных шумов, служащие для «термализации» кубитов при низких температурах, также могут вносить вклад в декогеренцию из-за присутствия в них емкостей с невысоким качеством.

Таким образом, главным критерием разработки «тихих» кубитов является использование высоко-

качественных диэлектриков в джозефсоновских контактах и качественных диэлектриков, окружающих и изолирующих кубиты от подводящих металлических контактов; использование трехслойных эпитаксиальных сверхпроводящих структур на монокристаллических подложках и поиск «малозумящих» систем фильтрации.

Реализация. Для кубитов с большим временем декогеренции предлагается использовать в качестве сверхпроводника тантал ($T_C \sim 4$ К). Известно, что эпитаксиальные трехслойные структуры Ta-MgO-Ta реализуются на сапфире R-среза. Более того, в отличие от ниобия, тантал имеет стехиометрический окисел, который может использоваться как разделяющий диэлектрик, получаемый в процессе анодного окисления при формировании джозефсоновских контактов с малой площадью.

В докладе будут приведены предварительные измерения наноструктур на основе эпитаксиального тантала и эпитаксиальных туннельных структур Ta-MgO-Ta.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОИТВС РАН в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро- и наноструктур с металлической проводимостью".

1. M.H. Devoret and J.M. Martinis. Quant. Inform. Processing 2004. V. 3. P. 163.

2. M. Martinis, K.B. Cooper et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 210503.

Квантовый контроль джозефсоновских кубитов бигармоническим полем

М.В. Денисенко, А.М. Сатанин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород.
e-mail: mar.denisenko@gmail.com

Макроскопические квантовые явления, имеющие место в сверхпроводящих контурах с встроенными джозефсоновскими переходами, в последнее время вызывают повышенный интерес в связи экспериментальной реализацией на их основе квантовых битов – кубитов. Управление состояниями таких систем можно осуществить путем приложения внешнего магнитного поля, пронизывающего сверхпроводящую петлю. Динамические процессы (раби-осцилляции) в джозефсоновских кубитах подробно изучены в высокочастотном пределе $A \ll \omega$, где A – амплитуда внешнего переменного поля. В недавних экспериментальных работах, например см. [1, 2], была продемонстрирована методика проведения «неразрушающих измерений» и показана возможность манипуляции состояниями кубитов, когда $A \gg \omega$. В низкочастотном пределе система на периоде поля в основном эволюционирует адиабатически, за исключением относительно малых интервалов времени, когда происходит сближение уровней и между ними становится возможным туннелирование Ландау – Зинера. Это явление лежит в основе метода амплитудной спектроскопии [1], позволяющего получать информацию о системе путём изменения внешних параметров поля.

В данной работе идеи, лежащие в основе методики амплитудной спектроскопии, будут использованы для динамического контроля джозефсоновского кубита. Особое внимание будет обращено на амплитудную и фазовую зависимость отклика кубита на бигармоническое поле, которое представляет собой суперпозицию двух сигналов с заданным сдвигом фазы.

Основные черты динамического поведения кубита могут быть описаны гамильтонианом:

$$H(t) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon(t) & \Delta \\ \Delta & -\varepsilon(t) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(t)$ – управляющий параметр кубита, Δ – туннельное расщепление уровней. Поскольку ток в сверхпроводящем кольце периодически зависит от разности фаз на берегах джозефсоновских переходов, то система в целом экстремально чувствительна к магнитному потоку, изменение которого описывается безразмерной функцией $\varepsilon(t)$. Полагаем, что на систему действует бигармонический сигнал:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + A(\cos(\omega t) + \gamma \cos(2\omega t + \theta)), \quad (2)$$

где ε_0 – постоянная составляющая поля, γ и θ – относительная амплитуда и фаза сигнала соответственно. Динамика системы подчиняется уравнению Шредингера ($\hbar = 1$):

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H(t) |\Psi(t)\rangle. \quad (3)$$

Исследуем поведение системы, описываемой гамильтонианом (1) с $\varepsilon(t)$, определяемой (2) в резонансном приближении [2]. Предварительно совершим каноническое преобразование волновой функции, тогда модифицированный гамильтониан ($\bar{H}(t) = U^\dagger H(t) U - iU^\dagger \frac{\partial U}{\partial t}$) записывается в виде

$$\bar{H}(t) = \frac{\Delta}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{A}{\omega} \right) J_m \left(\frac{\gamma A}{2\omega} \right) \times \begin{pmatrix} 0 & e^{-i(\frac{A\gamma}{2\omega} \sin \theta + m\theta)} e^{i(\varepsilon_0 + (n+2m)\omega)t} \\ e^{i(\frac{A\gamma}{2\omega} \sin \theta + m\theta)} e^{-i(\varepsilon_0 + (n+2m)\omega)t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В резонансном приближении в гамильтониане (4) пренебрегаем быстро осциллирующими слагаемыми за исключением тех, для которых выполняется условие резонанса: $\varepsilon_0 + (n+2m)\omega \approx 0$, при $\omega \gg \Delta$. Тогда гамильтониан, описывающий медленное движение, приобретает вид

$$\bar{H}_R(\gamma, \theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Delta_R(\gamma, \theta) \\ \Delta_R^*(\gamma, \theta) & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где введен резонансный параметр

$$\Delta_R(\gamma, \theta) = \Delta e^{-i\frac{A\gamma}{2\omega} \sin \theta} \sum_n J_n \left(\frac{A}{\omega} \right) J_m \left(\frac{A\gamma}{2\omega} \right) e^{-im\theta}, \quad (6)$$

а сумма берется по всем n и m , удовлетворяющим условиям $\varepsilon_0 + (n+2m)\omega = 0$. Из формулы (6) видно, что параметры гамильтониана (1), следовательно, и вероятность перехода между уровнями зависят от относительной амплитуды γ и фазы θ . Гамильтониан (5) соответствует резонансному взаимодействию переменного поля с кубитом и описывает обобщенный резонанс Раби (см. [2]). Для бигармонического сигнала частота обобщенного раби-резонанса определяется выражением $\Omega_R = |\Delta_R(\gamma, \theta)|$. В частном случае $\gamma = 0$ резонансный параметр (6) описывает случай монохроматического сигнала, см. работу [3].

Для вычисления населенности возбужденного уровня используем квазиэнергетическое представление [4], которое дает точные промежуточные состояния системы в переменном поле произвольной амплитуды и позволяет выявить особенности резонансных переходов, обусловленных движением и пересечением квазиуровней при изменении поля.

Приводим лишь конечную формулу для расчета вероятностей населенностей (для более подробного ознакомления см. работы [4, 5]):

$$\bar{P}_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_k \sum_{n,l} |\langle \beta | \Phi_k^{(n-l)} \rangle|^2 |\langle \Phi_k^{(n)} | \alpha \rangle|^2,$$

$$|\Phi_k^{(n)}\rangle = \frac{1}{T} \int_0^T e^{in\omega t} |\Phi_k(t)\rangle dt, \quad (7)$$

где $|\Phi_k(t)\rangle$ – функции Флоке, отвечающие k -й квазиэнергии Q_k , $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ – базисные векторы состояний, между которыми рассматривается переход.

Проведем интерпретацию полученных результатов как в рамках резонансной теории возмущений (обобщенный раби-резонанс), так и путем численного интегрирования уравнения Шредингера для функций Флоке и расчёта населенности по формуле (7). Полагаем, что при $t = 0$ система находилась в основном состоянии, являющемся собственным гамильтониана (1) в отсутствие магнитного поля ($A = 0$); обозначается $|\alpha\rangle$. Будем интересоваться вероятностью перехода в состояние $|\beta\rangle = (1, 0)$, которое связано с измеряемой экспериментально проекцией тока в сверхпроводящей петле. В рамках резонансного приближения квазиэнергии являются собственными значениями гамильтониана (5), т.е. они определяются частотой Раби ($Q_1 = \Omega_R$, $Q_2 = -\Omega_R$). Как видно из рис. 1, при определенных амплитудах поля наблюдается динамическое пленение населенностей ($\Omega_R \sim 0$). Показано, что для значения относительной разности фаз $\theta = \pi/2 + \pi s$ (s – целое число) на большом интервале изменения амплитуды поля населенность уровней постоянна $\bar{P}_{\alpha \rightarrow \beta} \approx 0.5$, что является важным для исследования сверхпроводящих контуров в качестве устройств квантовой памяти.

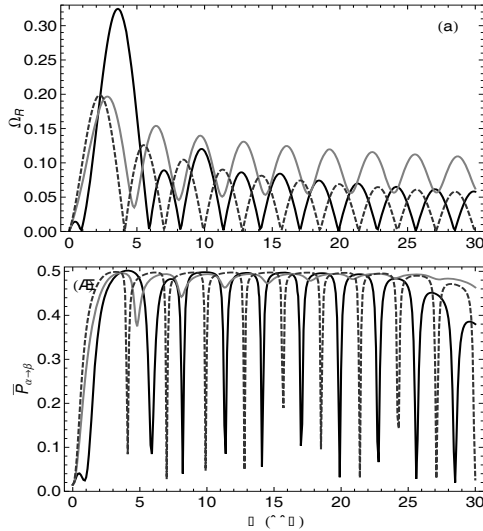


Рис. 1. Зависимости от амплитуды поля (а) раби-частоты и (б) вероятностей перехода при $\theta = 0$ (черная), $\theta = \pi/2$ (серая) и $\theta = \pi$ (пунктирная кривая). Параметры системы: $\Delta = 0.5$ ГГц, $\epsilon_0 = 2$ ГГц, $\omega/2\pi = 1$ ГГц, $\gamma = 0.5$.

На рис. 2 представлены зависимости вероятности возбуждения кубита от амплитуд сигнала: A и γA . Видно, что резонансное приближение (рис. 2, б) дает качественное объяснение положениям резонансов. На интерференционной картине проявля-

ются две области: центральная ($|\gamma A| \ll A$) формируется из-за вклада функций Бесселя с сильно различающимися номерами (n и m) в выражении (6), а периодические области в нижних углах интерференционной картины ($|\gamma A| \gg A$) объясняются исходя из известных асимптотик функций Бесселя.

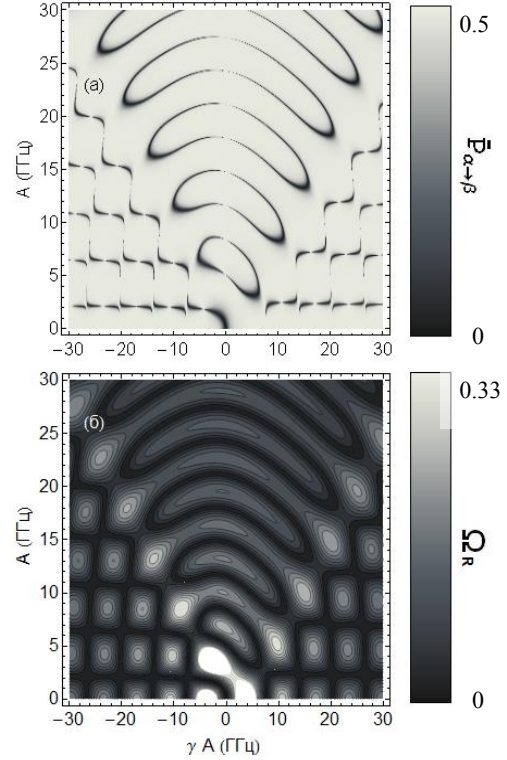


Рис. 2. Тонем показана зависимость вероятности возбуждения кубита (а) и частоты Раби (б) при изменении амплитуд сигнала для $\theta = \pi$. Остальные параметры системы аналогичны тем, что представлены на рис. 1.

Таким образом, обнаруженные эффекты пленения населенностей и возможность создания $\bar{P}_{\alpha \rightarrow \beta} \approx 0.5$ могут позволить динамически управлять системой при изменении амплитуды и относительной фазы подаваемых сигналов на систему.

Представленные эффекты, обусловленные действием бигармонического поля на кубит, представляются важными для записи и считывания информации. Поскольку населенности кубита зависят от формы сигнала, то такая система может быть использована для калибровки ультракоротких импульсов. Отметим, что динамический контроль кубитов бигармоническим полем исследуется не только теоретически, но и экспериментально. Полученные в настоящей работе результаты качественно подтверждают данные [2].

1. D. Berns *et al.*, Nature, **455**, 51 (2008).
2. J. Bylander *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 220506(R) (2009).
3. О. Скалли, М. С. Зубайри. Квантовая оптика. Физматлит, М. (2003). 512 с.
4. S. Ashhab, J. R. Johansson, A. M. Zagoskin, and F. Nori, Phys. Rev. A **75**, 063414 (2007).
5. J. H. Shirley, Phys. Rev. **138**, B979 (1965).
6. М.В. Денисенко, А.М. Сатанин, S. Ashhab, F. Nori, ФТТ, **52** (11), 2138 (2010).

Холловская асимметрия в гетерогенных средах с нанонеоднородностями

Т.В. Ищенко, А.Д. Божко, Е.А. Катаева, С.В. Демишев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991, Москва
e-mail: demis@lt.gpi.ru

Хорошо известно, что неоднородности внутри образца могут приводить к появлению напряжения на холловских контактах в отсутствие магнитного поля даже при их симметричном расположении [1]. Традиционно этот эффект рассматривается как вредный, мешающий корректному изменению холловского сигнала. Однако уместно задаться вопросом, можно ли использовать напряжение асимметрии для получения информации о неоднородностях внутри образца? Решение такой задачи было бы весьма актуальным для различных систем перколяционного типа, где размер неоднородностей определяется радиусом корреляции $R_c = l/|x-x_c|^{\nu}$. Идея использования холловской асимметрии для получения информации о размере бесконечного кластера была предложена в [2-4]. В настоящей работе мы рассмотрим простую модель холловской асимметрии и сравним ее с экспериментом.

Рассмотрим вначале перколяционную систему, представляющую собой смесь металла и диэлектрика вблизи порога протекания по металлу $x \geq x_c$. Холловская асимметрия образуется за счет подключения холловских контактов к различным участкам скелета бесконечного кластера (рис. 1, а). Если интересоваться абсолютной величиной разности потенциалов $U_{xy} = |\phi_A - \phi_B|$, то задача сводится к эквивалентной схеме делителя напряжения, составленного из n одинаковых сопротивлений, каждое из которых соответствует сопротивлению макросвязи $Z(R_c)$ (рис. 1, б). При этом величина n определяется характерной длиной ΔL , описывающей геометрическую неточность в расположении контактов $n \sim \Delta L/R_c$. При проведении усреднения по возможным конфигурациям следует исключить случай $U_{xy}=0$, поскольку он соответствует маловероятному случаю идеального симметричного подключения к подсетке проводящих каналов бесконечного кластера. Тогда расчет дает

$$\langle |U_{xy}| \rangle = \frac{U_{xx}}{L_{xx}} R_c \frac{n+2}{3} = \frac{U_{xx}}{L_{xx}} \frac{\Delta L + 2R_c}{3}. \quad (1)$$

Перейдем к проводимостям и введем обозначения $\xi = \sigma_{xx}/\sigma_{xy}$ и $t = 1/(\sigma_{xx})^{1/2}$. Из формулы (1) следует, что в рассматриваемой системе должно выполняться универсальное соотношение

$$\xi = At + B, \quad (2)$$

где $A=(2/3)(l/L_{xx})(\sigma_m)^{1/2}$, $B=(1/3)\Delta L/L_{xx}$, σ_m – проводимость металлических включений, l – размер поперечного сечения макросвязи. При выводе (2)

мы учли известное соотношение $\sigma_{xx} = \sigma_m (l/R_c)^2$ [5]. Аналогичные рассуждения для случая сверхпроводящих включений в проводящей матрице снова приводят к универсальному соотношению (2) с $t = \sigma_{xx}^{1/2}$ и $A = (2/3)(l/L_{xx})/(\sigma_0)^{1/2}$, где σ_0 – проводимость металлической среды, $q \sim 1$ – критический индекс проводимости в рассматриваемой задаче [6].

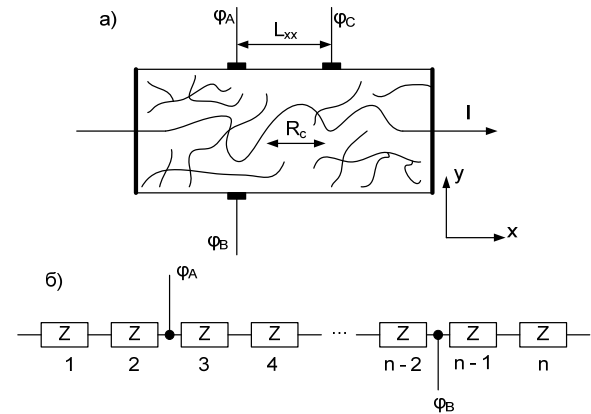


Рис. 1. Модель холловской асимметрии: а – бесконечный металлический кластер внутри образца (схематически показан тонкими линиями); б – эквивалентная электрическая схема

Очевидно, что выполнение универсального соотношения (2) может рассматриваться в качестве критерия справедливости предложенной теории. Для проверки нами были исследованы температурные зависимости σ_{xx} и σ_{xy} у вольфрамсодержащих металл-углеродных нанокмозитов. Данные образцы представляют собой матрицу аморфного углерода, в которой находятся гранулы вольфрама, имеющие форму, близкую к сферической, и характерный диаметр ~ 3 нм. Несмотря на то что в такой системе существенную роль играют эффекты межгранульного туннелирования, топология токовых путей может хорошо соответствовать ожидаемой в теории протекания [7].

Типичный результат проверки универсального соотношения для области концентраций вольфрама, близких к порогу протекания, показан на рис. 2. Видно, что предсказанное универсальное соотношение выполняется в интервале, в котором температура изменяется в 27 раз. Наблюдаемое отклонение от линейной зависимости I происходит в области $T < T_c = 11$ К, и, по-видимому, связано с разрывом перколяционных цепочек в результате уменьшения вероятности туннелирования между гранулами вольфрама. Таким образом, мы предполагаем, что в области $T < T_c$ начинает выполняться условие $x \sim x_c$, ограничивающее применимость

классической перколяционной модели к туннельным системам.

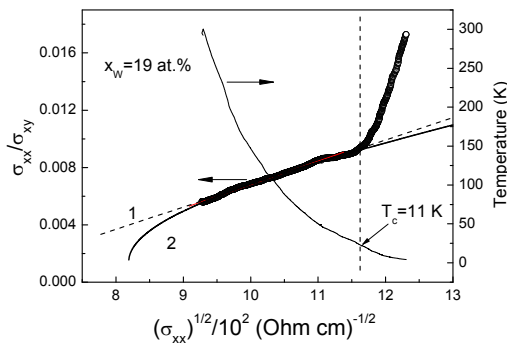


Рис. 2. Универсальное соотношение для холловской асимметрии в вольфрамосодержащем металл-углеродном нанокompозите с $x_W=19$ ат.%

Однако у всех исследованных образцов для линейного участка параметр B оказывается отрицательным, $B < 0$. Этот результат противоречит классической перколяционной модели, для которой всегда должно выполняться условие $B > 0$. Таким образом, для описания холловской асимметрии в металл-углеродных нанокompозитах перколяционную модель следует определенным образом модифицировать. Принципиальным отличием исследуемой гранулированной среды от классической смеси металла и диэлектрика является наличие туннельных переходов между гранулами металла. Поэтому естественно ожидать, что перколяционные цепочки в системе с туннелированием будут составлены из разнородных сопротивлений. Простейшей моделью, соответствующей такой физической ситуации, является альтернированная цепочка сопротивлений, составленная из сопротивлений Z_1 и Z_2 . Пусть $y=f(R_c)$ – относительная доля сопротивлений Z_1 . Можно показать, что для y следует ожидать выполнения соотношений $y=c(l/R_c)^2$ или $y=1-c(l/R_c)^2$, где c – численный коэффициент. В рассматриваемой модели универсальное соотношение модифицируется

$$\xi = A t \sqrt{1 + C/t^2} + B, \quad (3)$$

причем коэффициенты A и C зависят от отношения Z_1/Z_2 и возможна ситуация, когда $C(Z_1/Z_2) < 0$. Результат аппроксимации экспериментальных данных модельным выражением (3) показан на рис. 2, кривая 2. Модифицированное универсальное соотношение (3) с $C < 0$ позволяет хорошо описать экспериментальные данные в области линейного участка, и, в результате, отмеченная выше проблема отрицательных значений коэффициента B полностью снимается. Анализ с помощью формулы (3) показывает, что независимо от модельного выбора $y=f(R_c)$ альтернированная цепочка в исследуемых металл-углеродных нанокompозитах имеет одинаковую структуру, в которой сравнительно длинные низкоомные участки перколяционной цепочки перемежаются относительно редкими высокоомными сопротивлениями. При этом, в зависимости от вида $y=f(R_c)$, перколяционная

цепочка должна соответствовать или участкам идеального проводника (сверхпроводника), перемежающимся сопротивлениями $\sim \sigma_m$, или участкам с проводимостью $\sim \sigma_m$, разделенными сопротивлениями $\sigma_l^{-1} \gg \sigma_m^{-1}$.

Полученные результаты по применению перколяционной модели к описанию холловской асимметрии и электропроводности в сочетании с данными $\sigma_{xx}(T)$, которые в нашем случае могли быть представлены в виде $\sigma_{xx}(T) = \sigma_1 + \sigma_2 T^p$, позволили построить фазовую диаграмму для исследуемой гранулированной системы (рис. 3). Понижение температуры приводит к нарушению перколяционного режима, соответствующего универсальным соотношениям (2)-(3), и индуцирует переход или к логарифмическим поправкам к проводимости (область $p \approx 0$, Logarithmic corrections, на рис. 3), или к степенной зависимости, характерной для трехмерной гранулярной ферми-жидкости [8] (область GFL на рис. 3). Такой анализ, по-видимому, может представить интерес для развития теоретических представлений о гранулярной ферми-жидкости [8] и роли перколяционных эффектов в туннельных системах.

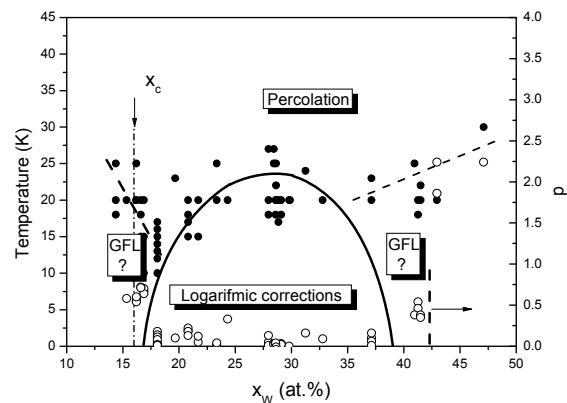


Рис. 3. Схематическая фазовая диаграмма вольфрамосодержащего металл-углеродного нанокompозита. Черные точки обозначают температуру начала низкотемпературной асимптотики проводимости (граница области I), светлые точки соответствуют показателю степени p для низкотемпературного участка. Обозначения фаз приводятся по работе [8], GFL соответствует гранулярной ферми-жидкости

Работа поддержана государственной программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и программой РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах».

1. *Е.В. Кучис.* Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990.
2. *В.А. Aranson, et al.,* Proceedings of the LT 21. Prague, 1996, p. 2365.
3. *В.А. Aranson, et al.,* Physica A, **241**, 259 (1997).
4. *В. Raguet, et al.,* Phys. Rev. B, **62**, 17144 (2000).
5. *А.Л. Эффос.* Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982.
6. *С.В. Демшиев и др.* УФН, **164**, 195 (1994).
7. *Д. Toker, et al.,* Phys. Rev. B, **68**, 041403 (2003).
8. *И.С. Beloborodov et al.,* Phys. Rev. B, **70**, 205120 (2004).

Нелокальное напряжение в сверхпроводящей мезоскопической структуре

В.И. Кузнецов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка.
e-mail: kvi@iptm.ru

В гибридных наноструктурах, состоящих из нормального металла и сверхпроводника (магнитного материала), могут рождаться в результате неких нелокальных процессов запутанные электронные пары [1–7]. Это интересно для создания квантовых вычислений. Нелокальное сопротивление (напряжение) может возникать в гибридных структурах благодаря перекрестному андреевскому отражению, упругому сотуннелированию и квазичастичному зарядовому разбалансу [4, 6, 8, 9, 10].

Нелокальные эффекты зависят от контактного сопротивления. Различная зависимость от геометрии структуры, магнитного поля и температуры разных механизмов, приводящих к нелокальному явлению, позволяет определить относительные вклады этих механизмов в нелокальный процесс в некоторой структуре.

Нелокальные области, где наблюдается эффект, имеют свои характерные размеры для разных нелокальных процессов [1–7]. В случае квазичастичного зарядового разбаланса, нелокальная область имеет довольно большой размер, близкий к квазичастичной длине (глубине проникновения неоднородного электрического поля) [10].

Мы измерили нелокальную (рис. 1) и также локальную ВАХ (рис. 2) как функцию температуры и магнитного поля в гетерогенных (не гибридных) алюминиевых сверхпроводящих квазиодномерных микроструктурах вблизи критической температуры. Эскиз центральной части исследуемой структуры помещен на рисунке. Структура была получена путем термического напыления пленки алюминия толщиной 18 нм на кремниевую подложку, используя *lift-off*-процесс электронно-лучевой литографии. Ширина узких зондов В и С равна 0.25 мкм, ширина широких зондов А (D) составляла 0.50 мкм. Ширина и толщина структуры была много меньше сверхпроводящей температурно-зависимой когерентной длины. Расстояние между зондами В и С равно 6.65 мкм. Это расстояние было намного больше, чем температурно-зависимая сверхпроводящая длина когерентности алюминия, но меньше, чем глубина проникновения неоднородного электрического поля в наших экспериментальных условиях.

Структура имела параметры: сопротивление на квадрат в нормальном состоянии $R_{sq} = 2.32$ Ом, $T_c = 1.487$ К.

На рис 1 представлены нелокальные $V(I)$ кривые, измеренные на этой структуре, в зависимости от магнитного поля, перпендикулярного поверхности структуры, при температуре $T = 1.468$ К. Постоянный ток пускался через зонды В и А, не-

локальное напряжение снималось с помощью зондов С и D, удаленных от токовой цепи. Значения поля указаны возле кривых. Все кривые, кроме кривой в нулевом поле, сдвинуты по вертикали на одинаковую величину относительно предыдущей кривой. Нелокальное напряжение является нечетной функцией внешнего тока в области малых полей. Кроме того, знак этого напряжения противоположен знаку тока.

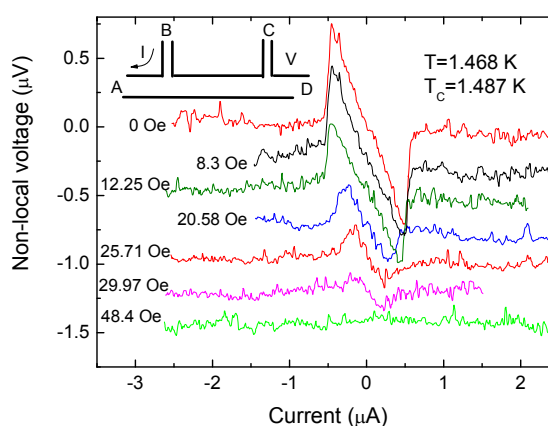


Рис. 1. Нелокальное напряжение между зондами С и D при токе между зондами В и А при разных значениях магнитного поля, указанных возле кривых, при температуре $T = 1.468$ К. На вставке представлен эскиз образца. Стрелкой показано направление тока

Видно, что магнитное поле подавляет нелокальное напряжение. Наблюдается очень слабое уменьшение дифференциального сопротивления с увеличением поля в области малых токов.

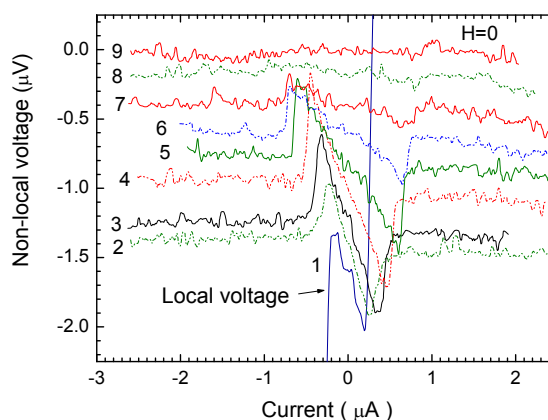


Рис. 2. Кривая 1 показывает локальное напряжение между зондами В и D при токе между зондами С и А при $T = 1.477$ К. Кривые 2–9 показывают нелокальное напряжение между зондами С и D при токе между зондами В и А при разных температурах соответственно: 2 – 1.476, 3 – 1.472, 4 – 1.468, 5 – 1.462, 6 – 1.1.458, 7 – 1.455, 8 – 1.453, 9 – 1.452

Мы также измерили нелокальные $V(I)$ кривые при разных температурах в нулевом магнитном поле (рис. 2). Все кривые, кроме кривой 9, сдвинуты на одинаковую величину относительно предыдущей кривой вниз по вертикали для наглядности. Нелокальное напряжение возникает при температурах, соответствующих низу резистивного $R(T)$ перехода. Локальные кривые записывались, когда ток пускался через С и А, при этом напряжение измерялось с помощью зондов В и D.

С уменьшением температуры наклон $V(I)$ кривой (сопротивление) в области малых токов уменьшается и соответственно падает нелокальное напряжение. Максимумы на нелокальной и локальной кривых, так же как и части обеих кривых между максимумами, практически совпадают при одинаковых температурах. Далее при увеличении тока нелокальное напряжение стремится к значению, близкому к нулю. Тогда как локальное напряжение (кривая 1 на рис. 2) при прохождении максимума с увеличением тока резко возрастает, меняя свой знак. Итак, на локальной кривой хорошо виден переход от абсолютного отрицательного сопротивления к положительному сопротивлению.

Ранее обнаруженные нелокальные эффекты в чисто сверхпроводящей структуре объяснялись движением жесткой вихревой решетки [11–12]. В наших структурах абрикосовские вихри не могут существовать в силу квази-одномерности структуры.

В наших структурах в результате неравновесных флуктуаций могут образовываться центры проскальзывания фазы при температуре ниже критической T_C [10]. Для объяснения нелокального напряжения можно выдвинуть экзотический механизм движения жесткой периодической цепочки центров проскальзывания фазы. Мы счита-

ем, наблюдаемый нами нелокальный эффект вряд ли связан с движением цепочки центров проскальзывания фазы.

Для объяснения эффекта мы предположили, что в области наблюдения эффекта наша структура благодаря флуктуациям ведет себя как гибридная сверхпроводящая нормальная высокопрозрачная структура. Анализ экспериментальных зависимостей указывает на то, что наблюдаемый в этой структуре нелокальный эффект есть благодаря квазичастичному зарядовому разбалансу.

Работа выполнена в рамках программы президиума РАН «Квантовая макрофизика» (раздел «Мезоскопика»).

1. D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. L'ohneysen, Phys. Rev. Lett. **93**, 197003 (2004).
2. S. Russo, M. Kroug, T. M. Klapwijk, and A. F. Morpurgo, Phys. Rev. Lett. **95**, 027002 (2005).
3. E. Prada, F. Sols, New Journal of Physics **7**, 231 (2005).
4. P. Cadden-Zimansky and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **97**, 237003 (2006).
5. D. Beckmann and H. v. L'ohneysen, Appl. Phys. A **89**, 603 (2007).
6. P. Cadden-Zimansky, Z. Jiang, V. Chandrasekhar, New Journal of Physics **9**, 116 (2007).
7. P. Cadden-Zimansky, J. Wei, and V. Chandrasekhar, Nature Phys. **5**, 393 (2009).
8. J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **28**, 1363 (1972).
9. A. Schmid and G. Schon, J. Low Temp. Phys. **20**, 207 (1975).
10. M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGraw-Hill Book Co., New York, 2nd edition, 1996.
11. I. V. Grigorieva, A. K. Geim, S. V. Dubonos, K. S. Novoselov, D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters, P. H. Kes, and M. Hesselberth, Phys. Rev. Lett. **92**, 237001 (2004).
12. Florian Otto, Ante Bilušić, Dinko Babić, Denis Yu. Vodolazov, Christoph Sürgers, and Christoph Strunk, Phys. Rev. Lett. **104**, 027005 (2010).

Джозефсоновский ток в баллистическом SFS-контакте с доменными стенками

С.М. Кузнецова¹, А.С. Мельников¹, А.И. Буздин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France.

e-mail: akvalang19@yandex.ru

Интерес к исследованию гибридных структур сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник обусловлен рядом их необычных свойств, например, немонотонной зависимостью критической температуры и критического тока от толщины ферромагнетика. Эффект близости при этом характеризуется осцилляциями и быстрым затуханием волновой функции куперовских пар вглубь ферромагнетика. Масштаб затухания определяется коэффициентом диффузии в грязном и температурой в чистом пределе и составляет около нескольких нанометров. В последнее время в ряде экспериментов в структурах с неоднородно намагниченными ферромагнетиками был обнаружен медленно спадающий джозефсоновский ток [1]. Ранее было показано, что при неоднородной намагниченности F -слоя в системе может возникнуть триплетная компонента волновой функции, которая не подавляется обменным полем и проникает в ферромагнетик на значительное расстояние порядка длины когерентности в нормальном металле [2].

В данной работе рассматривается дальнедействующий эффект, возникающий из-за наличия доменной стенки в F -слое, когда она ориентирована параллельно и перпендикулярно границам (рис. 1). Векторы намагниченности ферромагнетиков лежат в плоскости контакта и составляют друг с другом произвольный угол α . Подход к решению задачи основан на квазиклассических уравнениях Боголюбова – де Жена вдоль траектории движения частицы:

$$-i\hbar v_f \tau_z \frac{dg}{ds} + \mathbf{h}(\mathbf{R} + s\mathbf{n})\sigma\mathbf{g} + \hat{\Delta}(\mathbf{R} + s\mathbf{n})\mathbf{g} = \varepsilon\mathbf{g},$$

где \mathbf{h} – обменное поле, \mathbf{n} – вектор вдоль траектории, s – координата вдоль траектории, $\mathbf{g}=(u, v)$ – волновая функция квазичастиц, $\sigma=(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, \mathbf{R} – радиус-вектор точки наблюдения, v_f – скорость на поверхности Ферми.

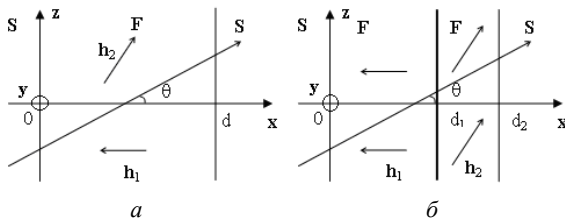


Рис. 1. Конфигурация задачи: стенка перпендикулярна (а) и параллельна (б) плоскости контакта

В случае произвольной неоднородной намагниченности производится унитарное преобразование, позволяющее исключить магнитное поле из уравнений, его наличие сводится к изменению фазы параметра порядка на одной из границ со сверхпроводником. Зная эту величину γ , можно получить ток, текущий через контакт в трехмерном случае, когда импульс частиц имеет составляющую по оси Y :

$$I = \frac{k_f^2}{4\pi^2} \int dS \int d\bar{n} (j(\varphi + \gamma) + j(\varphi - \gamma)) (\bar{n}, \bar{n}_j),$$

$$j(\varphi) = \frac{e\Delta_0}{2\hbar} \sin \frac{\varphi}{2} \cdot th \left(\frac{\Delta_0 \cos \frac{\varphi}{2}}{2T} \right),$$

здесь \mathbf{n}_j – нормаль к плоскости контакта, φ – разность фаз между сверхпроводящими берегами, S – площадь контакта, j – плотность тока, соответствующая некоторой траектории, Δ_0 – модуль параметра порядка.

Показано, что для случая доменной стенки, перпендикулярной плоскости контакта, дополнительный вклад в джозефсоновский ток имеет следующую угловую зависимость: $\delta I \sim (1 - \cos \alpha) (\xi/d)^{1/2}$, где d – ширина ферромагнетика, $\xi = v_f/2\hbar$ – длина когерентности. Он оказывается более медленно спадающим по сравнению со случаем однородной намагниченности, когда ток уменьшается обратно пропорционально толщине ферромагнитного слоя. Аналогичный эффект наблюдается и для двумерного контакта, когда траектории частиц лежат в плоскости XZ . В случае доменной стенки, параллельной сверхпроводящим берегам, и для равной толщины ферромагнитных доменов возникает дополнительный вклад в джозефсоновский ток:

$$\delta I \approx \left(\frac{e\Delta_0^2 k_f^2 S}{4\pi^2 \hbar T} \sin \varphi - \frac{I^{\text{hom}}}{2} \right) (1 - \cos \alpha),$$

где I^{hom} – ток при однородной намагниченности, T – температура. Этот вклад не зависит от полной толщины ферромагнитного слоя. В обеих конфигурациях наиболее выгодной является антипараллельная ориентация доменов.

1. Jian Wang, Meenakshi Singh, Mingliang Tian, Nitesh Kumar, Bangzhi Liu, Chuntai Shi, J.K. Jain, Nitin Samarth, T.E. Mallouk, M.H.W. Chan // Nature Physics. 2010. V. 6. P. 389.

2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1321.

Технология изготовления пассивных устройств ВЧ- и СВЧ-диапазонов на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO. Параметры тестовых элементов

Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: masterov@ipm-sci-nnov.ru

В ИФМ РАН разработана лабораторная технология изготовления пассивных СВЧ- и ВЧ-устройств на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO, состоящая из следующих этапов:

- 1) подготовка подложек к эпитаксии, включая обработку в органических растворителях;
- 2) нанесение пленок высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO методом магнетронного напыления на одну или обе стороны подложки;
- 3) формирование требуемой топологической структуры посредством фотолитографии и «мокрого» химического травления;
- 4) формирование омических контактов к пленке YBaCuO методом термического напыления серебра и взрывной литографии;
- 5) измерение основных электрофизических параметров пленок и структур при температуре жидкого азота.

В связи с тем, что свойства YBaCuO-пленок очень чувствительны даже к достаточно «мягким» воздействиям, все технологические операции, проводимые при формировании устройств на основе таких пленок, имеют свою специфику. Ключевой операцией, очевидно, является получение высококачественной пленки YBaCuO. Нами разработана и изготовлена установка магнетронного напыления пленок YBaCuO с бесконтактным нагревателем, позволяющая с хорошей воспроизводимостью получать пленки на обеих сторонах подложки. Детали технологии роста подробно изложены в [1].

Подтверждением высокого качества получаемых пленок и освоения нашей группой процесса изготовления пассивных ВЧ- и СВЧ-устройств на их основе могут служить приведенные ниже характеристики тестовых элементов.

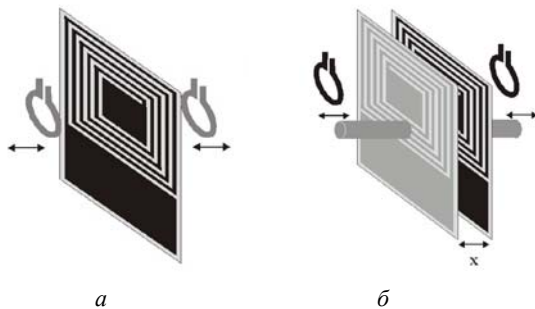


Рис. 1. Фильтры на частоты 16, 34, 64 МГц (а) и перестраиваемые фильтры на диапазоны 8–30 МГц и 15–55 МГц (б)

Собственная добротность планарных катушек индуктивности (рис. 1) с резонансными частотами $f_{res} = 64$ МГц; 34 МГц; 16 МГц достигает величины $Q_0 = 230000$ при температуре $T = 77$ К, а для перестраиваемых фильтров $Q_0 \geq 100000$. В то же время максимальные значения собственной добротности аналогичных резонансных структур, известные из литературных источников, составляют $Q_0 = 40000 - 45000$ (см., например, [2]).

Изготовленный нами полосовой фильтр 4-го порядка с центральной частотой ≈ 3 ГГц и относительной полосой пропускания 1 % (рис. 2), спроектированный и измеренный в СПбГЭТУ («ЛЭТИ»), продемонстрировал параметры, не уступающие аналогичным параметрам фильтра, изготовленного в ЛЭТИ на YBaCuO-пленках фирмы Theva (Германия).

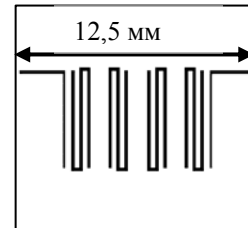


Рис. 2. Топология полосового фильтра 4-го порядка с центральной частотой ≈ 3 ГГц. Материал подложки – LaAlO₃

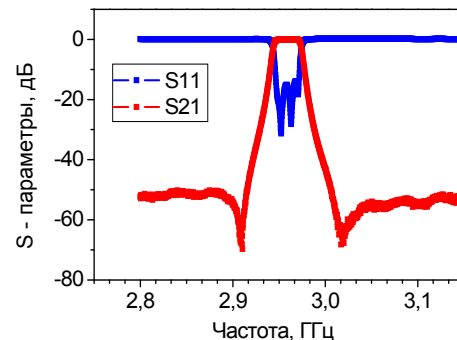


Рис. 3. АЧХ полосового фильтра 4-го порядка

Потери в полосе фильтра составили менее 0,2 дБ. Из амплитудно-частотной характеристики фильтра (рис. 3.) по модели, использующей четыре подгоночных параметра [3], было извлечено значение поверхностного сопротивления ВТСП пленки, которое составило 1 мОм на частоте 10 ГГц при температуре 77 К [4].

Величина собственной добротности разработанного, изготовленного и измеренного в ИФМ РАН дискового резонатора (рис. 4.) с резонансной частотой 10 ГГц при $T = 77$ К превышает $Q_0 > 20000$, при температуре $T = 4$ К $Q_0 = 140000$.

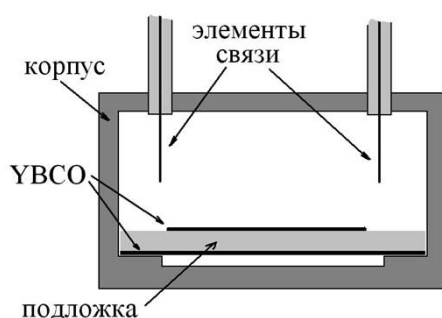


Рис. 4. Схема дискового ВТСП-резонатора в корпусе. Материал подложки – LaAlO_3 . Размер $12,5 \times 12,5$ мм. Диаметр ВТСП-диска 7 мм

Используется аксиально-симметричная мода TM_{010} (E_{010}), особенностью которой является отсутствие тока на краю ВТСП-диска. Определенное из величины Q_0 дискового резонатора эффективное поверхностное сопротивление пленок на частоте 10 ГГц и $T = 77$ К составляет $R_{\text{eff}} < 1$ мОм, что соответствует мировому уровню. Дисковый резонатор планируется использовать для создания высокостабильного гетеродина [5].

Следует отметить, что устройства на основе ВТСП-пленок имеют очень высокие абсолютные значения параметров, поэтому тестирование таких

устройств требует соответствующей культуры измерений.

Приведенные результаты подтверждают возможность лабораторной реализации высококачественных резонаторов и фильтров, выполненных на ВТСП-пленках. Это открывает перспективу совершенствования технологии ВТСП-приборов массового производства в России.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 09-08-00632-а.

1. *Мастеров Д.В.* Получение тонких пленок высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-O для высокочастотных применений в упрощенной магнетронной системе напыления / Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Ю.Н. Дроздов // ЖТФ. 2007. Т. 77, вып. 10. С. 109-113.

2. *Gao E. A Superconducting RF Resonator in HF Range and its Multi-pole Filter Applications* / E. Gao, S. Sahba, H. Xu, Q.Y. Ma // IEEE Trans. on Appl. Superconduct. 1999. Vol. 9, No2. P. 3066-3069.

3. *Юдин, П.Н.* Извлечение параметров модели поверхностного импеданса высокотемпературного сверхпроводника из экспериментальных характеристик микрополоскового резонатора / П.Н. Юдин, И.Б. Вендик // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 10. С. 62-69.

4. *Вендик И.Б.* Особенности технологии пленок высокотемпературных сверхпроводников для СВЧ-фильтров / И.Б. Вендик, О.Г. Вендик, И. В. Колмакова и др. [Направлено в: Письма в ЖТФ].

5. *Вакс В.Л.* ВТСП дисковый резонатор для высокостабильного гетеродина / В.Л. Вакс, Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, С.И. Приползин. / Труды XIV междунар. Симпоз. «Нанофизика и нанoeлектроника». Н. Новгород, 15-19 марта 2010 г. С. 368-369.

Domain walls and long-range triplet correlations in SFS Josephson junctions

A.S. Mel'nikov¹, A.I. Buzdin², N.G. Pugach³

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia.

² Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France.

³ Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, 119992 Leninskie Gory, Moscow, Russia
e-mail: melnikov@ipm.sci-nnov.ru

In the diffusive limit, the proximity effect in F metal is rather short-range due to the large value of the ferromagnetic exchange field and is characterized by the oscillatory decay of the Cooper pair wave function in ferromagnet at the characteristic length $\xi_h = \sqrt{D/h}$, where D is a diffusion constant in ferromagnet and h is the exchange field (for a review see [1, 2]). Typical values of ξ_h are in the nanoscopic range. The presence of the non-uniform magnetization may strongly modify the S/F proximity effect for singlet superconductors. Such modification reveals itself already in Andreev conductance behavior of the SF interface which appears to be strongly enhanced in the presence of domain walls [3]. Moreover, non-uniform magnetization can induce triplet superconducting correlations which are long-range [4] and penetrate into the ferromagnet at the same characteristic length as for superconductor-normal metal proximity effect $\xi_N = \sqrt{D/2\pi T}$. This reflects in the some sense the robustness of the triplet superconductivity towards the ferromagnetism. Very recently the conclusive results for the transition between the short range and long range triplet Josephson regimes has been reported in [5].

It has been noted that the rotating magnetization in the domain wall [4, 6] or in a magnetic vortex [7] may be a source of the long-range triplet correlations and contribute to the Josephson current. It is interesting that the uniform spiral spin modulation in F layer does not create the long - range triplet component [8] and the same is true in the diffusive limit for in-plane domain wall of the atomic thickness [9]. We may conclude from [6, 9] that very narrow or very thick domain walls in the dirty limit can not serve as efficient sources of the long-range triplet correlations. The optimal thickness of the domain wall is of the order of ξ_h . The goal of our work is to show that there are, at least, two possible ways to strengthen the long-range contributions to the Josephson current induced by the domain walls: (i) a thin domain wall becomes an efficient source of long-range triplet contributions for noncollinear domain structures; (ii) even for collinear domains a thin domain wall can provide a channel for Josephson current if we consider a ballistic regime. Indeed, previous studies of the domain wall effect have been restricted to the case of antiparallel magnetic moments in the domains (see Fig. 1, *a*). However, depending on the character of the magnetic anisotropy different types of domain structures can appear [10]. The physics of magnetic domains is very

reach and the noncollinear domain structures have been observed as well. In the present paper we demonstrate that the F layer comprising the noncollinear in-plane domains (see the exemplary geometry in Fig.1b) serves as an efficient source of the long-range triplet correlations even in the case of a domain wall of the atomic thickness. Moreover analyzing the dependence of the Josephson current vs thickness of the F layer in ballistic regime we find the domain walls appear to provide slowly decaying contributions to the critical current: the domain walls can be considered as additional channels for Josephson transport.

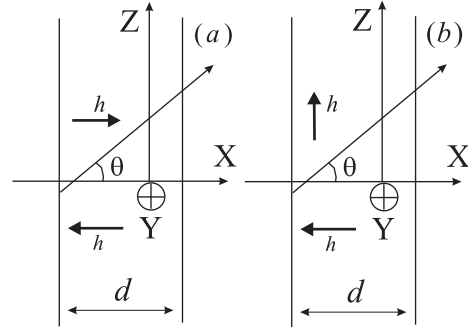


Fig. 1. SFS Josephson junction with a domain wall positioned in the plane $z=0$. (a) Collinear magnetic moments in the domains. (b) Perpendicular magnetic moments in the domains

Collinear magnetic moments. Considering this case in the ballistic limit we find the following expressions for the domain wall contribution to the supercurrent in two - dimensional and three - dimensional junctions, respectively:

$$\delta I \approx \frac{e\Delta_0^2 k_F \xi_F}{2\pi\hbar T} \sin \frac{d}{\xi_F} \sin \varphi,$$

$$\delta I \approx \frac{e\Delta_0^2 k_F^2 \xi_F L_y}{2\pi^2 \hbar T} \sqrt{\frac{\pi \xi_F}{2d}} \cos \left(\frac{d}{\xi_F} + \frac{\pi}{4} \right) \sin \varphi.$$

Here we consider the limit of rather large ferromagnetic layer thickness $d \gg \xi_F = \hbar V_F / h$, k_F and V_F are the Fermi momentum and velocity, L_y is the junction size in the y direction, Δ_0 is the superconducting gap, φ is the phase difference between superconducting leads.

In the dirty limit the domain wall between the collinear magnetic moment directions can not increase the length of decay of superconducting correlations. The expected relative contribution of such domain wall to the critical current can not exceed the ratio

ξ_h/L_z , where L_z is the junction size in the z direction.

Perpendicular magnetic moments. The latter conclusion is no more valid provided the magnetic moments in neighboring domains are noncollinear. The domain wall in this case appears to be a source of long-range triplet superconducting correlations. To study the effect of the domain structure with noncollinear magnetic moments we consider here an exemplary system shown in Fig. 1, *b*. Considering the vicinity of the critical temperature (or high potential barriers at the SF surfaces) we solve the linearized Usadel equations and find the following long-range contribution to the supercurrent through the junction:

$$\delta I \approx \frac{e\Delta_0 N_F D \xi_h^4 L_y}{2\gamma_b^2 d^2} \tanh \frac{\Delta_0}{2T} \sin \varphi.$$

Here we consider the limit $\xi_N \gg d \gg \xi_h$, N_F is the density of states at the Fermi level, $\gamma_b = R_b \sigma$, R_b is the interface resistance per unit area, and σ is the conductivity of ferromagnet.

To sum up, we have presented results of theoretical study of long-range proximity effect in SFS junctions caused by the domain walls in the ferromagnetic layer. We have shown that in the ballistic regime the domain walls connecting superconducting leads can be considered as channels for Cooper pairs being responsible for strong enhancement of Josephson current. Such enhancement in the clean limit takes place even for domain structure with collinear magnetic moments. The physics of domain wall effect appears to be even more spectacular when we turn to the dirty limit. The domain structure with collinear magnetic moments in this case can not give noticeable increase in the critical current while the system with perpendicular magnetic moments results in the appearance of long-range triplet correlations near the domain wall. Thus, we have found the conditions of efficient generation of long-range contributions to the Josephson current in the presence of domain walls. We consider these theoretical predictions to be important for the ongoing experimental research of the transport properties of SFS junctions. Though we have performed

our calculations in the limit of negligibly small domain wall thickness ($\ell \ll \xi_h$) the resulting expressions for the critical current are qualitatively valid up to the thicknesses $\ell \sim \xi_h$. Of course, for larger domain wall thicknesses the long ranged contribution to the Josephson current will start to decrease.

Note in conclusion that the domain wall contribution though small in the first harmonic of current-phase relation, may become dominant in the second harmonic term. Indeed, previous theoretical analysis has shown that the second harmonic term for homogeneous ferromagnetic layers appears to be very small. On the contrary, the long-range correlations along the domain walls should give comparable values of the first and second harmonics. One can expect that this domain wall effect could explain noticeable second harmonic value in current-phase relation observed experimentally in SFS junctions near the 0- π transition.

Acknowledgements. This work was supported, in part, by the Russian Foundation for Basic Research, the "Dynasty" Foundation, and the Program "Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009–2013".

1. *A.I. Buzdin*, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. *A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev*, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
3. *N.M. Chichelkatchev and I.S. Burmistrov*, Phys. Rev. B **68**, 140501 (2003).
4. *F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov*, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
5. *T.S. Khaire, M.A. Khasawneh, W.P. Pratt, Jr., and N.O. Birge*, Phys. Rev. Lett. **104**, 137002 (2010); *J.W.A. Robinson, J.D.S. Witt, and M.G. Blamire*, Science **329**, 59 (2010).
6. *Ya.V. Fominov, A.F. Volkov, and K.B. Efetov*, Phys. Rev. B **75**, 104509 (2007).
7. *M.A. Silaev*, Phys. Rev. B **79**, 184505 (2009).
8. *T. Champel, M. Eschrig and T. Lofwander*, Phys. Rev. Lett. **100**, 077003 (2008).
9. *B. Crouzy, S. Tollis, and D.A. Ivanov*, Phys. Rev. B **76**, 134502 (2007).
10. *A. Hubert and R. Schafer*, Magnetic Domains, (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2000).

Транспортные свойства гибридных систем сверхпроводник – ферромагнетик в режиме доменной сверхпроводимости

С.В. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: svmironov@ipmras.ru

В работе теоретически изучены транспортные свойства гибридных систем «сверхпроводящая пленка (S) – ферромагнетик с доменным распределением намагниченности (F)» в режиме доменной сверхпроводимости. Такие системы в последнее время привлекают большой интерес в связи с потенциальной возможностью их использования в качестве динамически перестраиваемых элементов для сверхпроводящей электроники [1].

В качестве модельного профиля магнитного поля, создаваемого ферромагнитной подсистемой в области сверхпроводящей пленки, было рассмотрено поле с нормальной компонентой, зависящей только от одной продольной координаты x в плоскости пленки:

$$H_z(x) = H_0 \operatorname{sign} \left[\sin \left(\frac{\pi x}{d} \right) \right]. \quad (1)$$

Амплитуда магнитного поля H_0 предполагалась превышающей верхнее критическое поле H_{c2} , но меньшей критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} , так что сверхпроводящие области представляли собой квазиодномерные сверхпроводящие каналы, локализованные вблизи доменных стенок и параллельные оси y .

Для рассматриваемых F/S систем в рамках теории Гинзбурга – Ландау была аналитически рассчитана величина критического тока j_c , при превышении которого квазиодномерные сверхпроводящие каналы переходят в резистивное состояние. Предполагалось, что в сверхпроводящую пленку параллельно доменным стенкам однородно инжектируется заданный нормальный ток j_0 , который на некотором характерном расстоянии L от контактов полностью конвертируется в сверхпроводящий ток $j_s(x)$, текущий по сверхпроводящим каналам. При этом

$$\frac{1}{d} \int_0^d j_s(x) dx = j_0. \quad (2)$$

Также для простоты предполагалось, что расстояние d между каналами существенно превышает характерную ширину канала a . Данное предположение позволило нам пренебречь джозефсоновской связью соседних сверхпроводящих областей и рассматривать приближение независимых каналов. При этом, например, для канала, локализованного вблизи линии $x=0$, в пространственной области, где параметр порядка отличен от нуля, векторный потенциал магнитного поля слабо отличается от потенциала $A_y = H_0 |x|$, соответствующего магнитному полю от одиночной доменной стенки.

В магнитном поле доменной стенки зарождение локализованной сверхпроводимости в отсутствие тока происходит при температуре $T_{cH} = T_c (1 - \varepsilon_{\min})$ [2], где T_c – критическая температура сверхпроводника в отсутствие поля, а ε_{\min} – минимальное собственное значение гамильтониана

$$\hat{H} = \frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \vec{A} \right)^2. \quad (3)$$

Спектр $\varepsilon_n(k)$ гамильтониана \hat{H} определяется квантовыми числами n и k – номером зоны и волновым числом вдоль оси y соответственно. При этом минимум ε_{\min} нижней ветки спектра с $n=1$ соответствует ненулевому волновому числу k_0 .

Решение нелинейного уравнения Гинзбурга-Ландау, соответствующее протеканию по каналу среднего тока j_0 , искалось в виде

$$\psi(x, y) = \psi_0 e^{iky} \varphi_k(x), \quad (4)$$

где $\varphi_k(x)$ – нормированная собственная функция гамильтониана \hat{H} , соответствующая волновому числу $k \neq k_0$ и $n=1$. При температурах, близких к T_{cH} , волновое число k , определяющее сверхпроводящее состояние с бездиссипативным током, находится вблизи k_0 ($|k - k_0| \ll k_0$), поэтому в расчетах вместо точного спектра гамильтониана \hat{H} использовалось его параболическое разложение вблизи минимума. Функционал Гинзбурга-Ландау, соответствующий выбранной пробной функции, имеет вид

$$F[\psi] = (\varepsilon(k) - |\alpha|) |\psi_0|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi_0|^4 \int \varphi_k^4(x) dx, \quad (5)$$

где $\alpha = T - T_c$ и β – коэффициенты Гинзбурга – Ландау, $\varepsilon(k)$ – нижняя ветка спектра гамильтониана \hat{H} . В выражении (5) интегрирование производится по всей оси x . Минимизация данного функционала по $|\psi_0|^2$ позволила получить выражение для амплитуды параметра порядка:

$$|\psi_0|^2 = \frac{|\alpha| - \varepsilon(k)}{\beta \int \varphi_k^4(x) dx}. \quad (6)$$

Соответствующее выражение для тока имеет вид

$$j_0 = \frac{e\hbar}{m} |\psi_0|^2 \left(k - \frac{2e}{\hbar c} \int \varphi_k^2(x) A_y(x) dx \right). \quad (7)$$

Выражение (7) с амплитудой (6) представляет собой зависимость сверхтока, который может бездиссипативно протекать по сверхпроводящему каналу, от волнового числа k . Для получения яв-

ного вида функции $j_0(k)$ был использован вариационный метод, в рамках которого функция $\varphi_k(x)$ искалась в форме

$$\varphi_k(x) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{a(k)}} \exp\left(-\frac{x^2}{2a^2(k)}\right). \quad (8)$$

Были получены разложения функций $\varepsilon(k)$ и $a(k)$ в ряд по $\Delta k = (k - k_0)$ вблизи минимума спектра, которые позволили записать выражение (7) в явном виде. С точностью до членов третьего порядка по Δk , оно имеет вид

$$j_0 \approx 0.64 \frac{e\hbar^3}{m^2 \beta} \sqrt{\frac{\hbar c}{2eH_0}} \Delta k \left[0.87 \cdot \frac{4m}{\hbar^2} (T_{ch} - T) - \Delta k^2 \right]. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что функция $j_0(\Delta k)$ имеет максимум. При этом критический ток сверхпроводящего канала соответствует максимальному значению тока в выражении (9):

$$j_c \approx 0.57 \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{\hbar c e}{mH_0}} (T_{ch} - T)^{3/2}. \quad (10)$$

Как показали предварительные оценки, для характерных амплитуд магнитного поля величина критического тока (10) всего на 1–2 порядка меньше критического тока сверхпроводящей пленки в отсутствие магнитного поля.

Следует отметить, что приведенные расчеты критического тока не учитывают явным образом наличие нормальных контактов, через которые в систему инжектируется ток. Очевидно, построенная модель справедлива, если длина каналов намного превышает длину L конверсии нормального тока в сверхпроводящий. Для сверхпроводящей пленки в отсутствие магнитного поля данная длина равна $L_E = \sqrt{2DT\hbar/\pi} |\psi|^2$, где $|\psi|$ – амплитуда параметра порядка в пленке. В рассматриваемой же системе возникают дополнительные характерные пространственные масштабы d и L_E^2/a (a – ширина канала), соотношение между которыми и определяет длину конверсии. Для вычисления масштаба L было использовано уравнение на электрохимический потенциал Φ [3]:

$$\nabla^2 \Phi(x, y) - \frac{\pi}{2DT\hbar} |\psi(x, y)|^2 \Phi(x, y) = 0 \quad (11)$$

с граничным условием, соответствующим однородной инжекции тока j_0 в область $y > 0$ из нормального контакта, расположенного в области $y < 0$:

$$\partial \Phi / \partial y|_{y=0} = -j_0 / \sigma. \quad (12)$$

Здесь D – коэффициент диффузии, σ – проводимость нормального контакта. В случае малой величины тока влиянием потенциала Φ на пространственное распределение параметра порядка ψ можно пренебречь и считать его наперед заданным и зависящим только от координаты x . Характерные масштабы изменения потенциала Φ считались намного превышающими ширину каналов, поэтому в качестве модельного распределе-

ния параметра порядка был рассмотрен профиль в виде последовательности параллельных δ -функциональных каналов, расположенных на расстоянии d друг от друга:

$$|\psi(x)|^2 = \psi_0^2 a \sum_n \delta(x - nd). \quad (13)$$

Граничное условие (12) может быть учтено непосредственно в уравнении (11), если подразумевать четное продолжение функции Φ в область $y < 0$.

Соответствующее уравнение имеет вид

$$\nabla^2 \Phi(x, y) = \frac{a}{L_E^2} \sum_n \delta(x - nd) \Phi(x, y) - \frac{2j}{\sigma} \delta(y), \quad (14)$$

где $L_E^2 = 2DT\hbar/(\pi\psi_0^2)$. Уравнение (14) допускает точное аналитическое решение, которое в области $x \in [0, d]$ может быть представлено в квадратурах:

$$\Phi(x, y) = \frac{2j_0 d}{\pi\sigma} \int_0^\infty \frac{\cos\left(\frac{\mu y}{d}\right)}{\mu^2} \left\{ 1 - \frac{e^{\frac{\mu x}{d}} + e^{\mu\left(1-\frac{x}{d}\right)}}{\mu} \right\} d\mu, \quad (15)$$

где $G = ad/L_E^2$. Длина L может быть оценена как масштаб релаксации потенциала Φ , усредненного по пространственному периоду системы каналов:

$$\bar{\Phi}(y) = \frac{2j_0 d}{\pi\sigma} \int_0^\infty \frac{\cos\left(\frac{\mu y}{d}\right)}{\mu^2} \left\{ 1 - \frac{2}{\mu} \left[\frac{\mu}{G} + \text{cth}\left(\frac{\mu}{2}\right) \right]^{-1} \right\} d\mu. \quad (16)$$

При $y \gg d$ характер спада функции $\bar{\Phi}(y)$ определяется соотношением масштабов d и L_E^2/a . Если $d \gg L_E^2/a$ ($G \gg 1$), то выражение (16) принимает вид

$$\bar{\Phi}(y) \approx \frac{8j_0 d}{\pi^3 \sigma} \exp\left(-\pi \frac{y}{d}\right) \quad (17)$$

с характерным масштабом спада $L \sim d$. Если же $d \ll L_E^2/a$ ($G \ll 1$), выражение (16) может быть представлено в виде

$$\bar{\Phi}(y) \approx \frac{j_0 d}{2\sqrt{2}G\sigma} \exp\left(-\sqrt{2} \frac{y}{L_E \sqrt{d/a}}\right) \quad (18)$$

с характерным масштабом $L \sim L_E \sqrt{d/a} \gg L_E$. Таким образом, в системе параллельных каналов длина конверсии нормального тока в сверхпроводящий может существенно превышать длину конверсии в изолированной сверхпроводящей нити, что является существенным для интерпретации экспериментальных данных.

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013», фондом некоммерческих программ «Династия».

1. A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns and V.V. Moshchalkov, Supercond. Sci. Tech. **22**, 053001 (2009).

2. A.I. Buzdin and A.S. Mel'nikov, Phys. Rev. B **67**, 020503 (R) (2003).

3. Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. // УФН, 1984, Т. 142, вып. 3. С. 435.

Полосовые СВЧ-фильтры на пленках высокотемпературного сверхпроводника YBCO

Д.В. Мастеров¹, С.А. Павлов¹, А.Е. Парафин¹,
И.В. Колмакова², К.Н. Земляков², П.А. Туральчук²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
ул. Проф. Попова, д.5., С.-Петербург.

e-mail: parafin@ipm.sci-nnov.ru

Применение сверхпроводниковых пленок при изготовлении полосовых СВЧ-фильтров позволяет уменьшить потери в полосе и получить высокую крутизну фронтов характеристики фильтра. Фильтры и резонатор, приведенные в данной работе, были изготовлены на эпитаксиальных пленках состава $YB_2Cu_3O_7$ (YBCO).

Полосно-пропускающий фильтр на центральную частоту 2.98 ГГц и относительной полосой пропускания 1 % был изготовлен на подложке $LaAlO_3$ размером 12.5×12.5 мм, на обе стороны которой были нанесены пленки толщиной 180 нм. Пленки были выращены в ИФМ РАН методом магнетронного распыления [1]. Формирование рисунка проводилось в ИФМ РАН стандартной фотолитографией с «мокрым» травлением.

Фильтр на центральную частоту 2.5 ГГц и относительной полосой пропускания 1 % был изготовлен на подложке $LaAlO_3$ размером 20×20 мм, на обе стороны которой были нанесены пленки толщиной 620 нм. Пленки были выращены в фирме Theva (Германия) методом соиспарения из трех источников [2]. Формирование рисунка проводилось в «ЛЭТИ» ионно-лучевым травлением.

Топология фильтров разработана в «ЛЭТИ». Топология полосно-пропускающего фильтра на частоту 2.98 ГГц показана на рис. 1. Топология второго фильтра на частоту 2.5 ГГц аналогична первому, с соответствующей корректировкой размеров элементов. Характеристики ВТСП фильтров были измерены на криогенном стенде в «ЛЭТИ». На рис. 2 и 3 показаны частотные зависимости коэффициента передачи и коэффициента отражения фильтров.

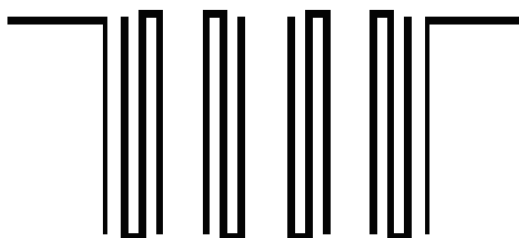


Рис. 1. Топология изготовленных фильтров

Анализ экспериментальных данных проводился при помощи специализированной программы MW Filters, разработанной в «ЛЭТИ», что позволило извлечь параметры модели поверхностного сопротивления из результатов измерения АЧХ и

определить величину поверхностного сопротивления пленок [3].

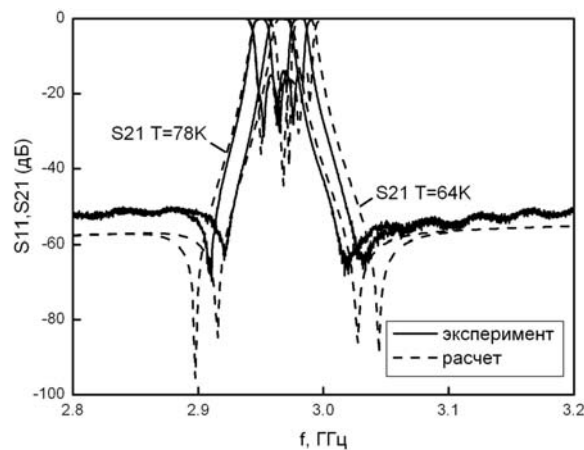


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента передачи S_{21} и коэффициента отражения S_{11} фильтра четвертого порядка на частоту 2.98 ГГц, изготовленного в ИФМ РАН

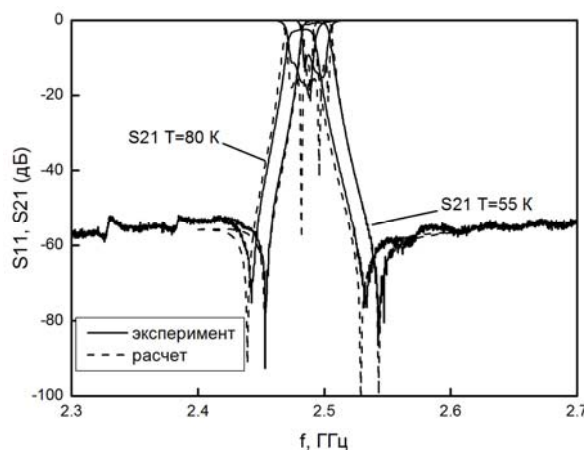


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента передачи S_{21} и коэффициента отражения S_{11} фильтра четвертого порядка на частоту 2.5 ГГц, изготовленного на пленке производства фирмы Theva (Германия) в «ЛЭТИ»

В таблицах 1 и 2 приведены модельные параметры пленок, полученных магнетронным распылением и осаждением из трех источников. Определение поверхностного сопротивления пленок из модельных параметров, приведенных в таблицах, подробно описано в работе [3].

Таблица 1
Модельные параметры пленок, полученных магнетронным распылением в ИФМ РАН

Подложка LaAlO ₃		Пленка YBa ₂ Cu ₃ O ₇					
h, мм	ε _r	T _c , К	d, нм	γ	λ _L (0), нм	α	σ, (Ом·м) ⁻¹
0.5	23.5	88	200	2.5	175	10	2.5·10 ⁶

Таблица 2
Модельные параметры пленок, полученных осаждением из трех источников Theva (Германия)

Подложка LaAlO ₃		Пленка YBa ₂ Cu ₃ O ₇					
h, мм	ε _r	T _c , К	d, нм	γ	λ _L (0), нм	α	σ, (Ом·м) ⁻¹
0.5	23.5	88	620	1.95	175	10	2.5·10 ⁶

Поверхностное сопротивление YBCO пленок толщиной 180 нм, выращенных в ИФМ РАН, на частоте 2.98 ГГц при температуре 65 К составляет R_{пов}=0.045 мОм, а при температуре 77 К – R_{пов}=0.097 мОм. Пересчет поверхностного сопротивления на частоту 10 ГГц по закону R_{пов} ~ f² [3] дает величину R_{пов}(10 ГГц) = 1.08 мОм при 77 К.

Поверхностное сопротивление YBCO пленок компании Theva толщиной 620 нм на частоте 2.5 ГГц при температуре 65 К составляет R_{пов} = 0.038 мОм, а при температуре 77 К R_{пов} = 0.088 мОм.

Для измерения поверхностного сопротивления пленок на частоте 10 ГГц был изготовлен дисковый резонатор, который представляет собой диск из YBCO-пленки, напыленной на подложку LaAlO₃ размером 12.5×12.5×0.5 мм, обратная сторона подложки также покрыта YBCO-пленкой. Диаметр диска 7 мм. Резонатор был изготовлен в ИФМ РАН по тому же технологическому способу, что и фильтр на частоту 2.98 ГГц. Амплитудно-частотная характеристика резонатора приведена на рис. 4.

Использовалась симметричная мода TM₀₁₀ с частотой 10 ГГц, особенностью которой является отсутствие тока на краю диска, и, следовательно, отсутствие потерь в нарушенном в результате травления крае YBCO-диска. При температуре 77 К резонатор имел следующие параметры: нагруженная добротность 10⁴, коэффициент передачи – 6 дБ.

Величина поверхностного сопротивления, вычисленная из собственной добротности дискового

резонатора, равна R_{пов} = 1 мОм на частоте 10 ГГц и температуре 77 К [4], совпадает с хорошей точностью со значением R_{пов}(10 ГГц) = 1.08 мОм, пересчитанным из измерений фильтра с частотой 2.98 ГГц по закону R_{пов} ~ f².

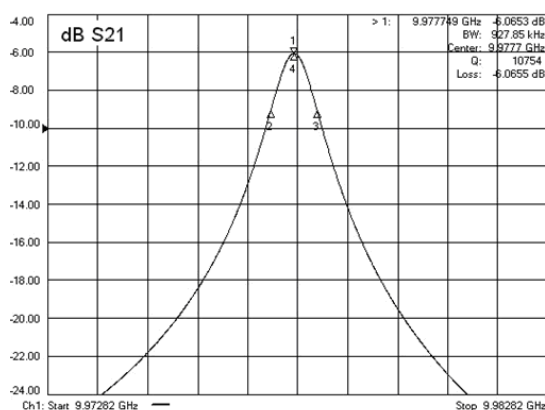


Рис. 4. АЧХ дискового резонатора при 77 К

Полученные результаты подтверждают возможность реализации высококачественных ВТСП фильтров, выполненных на ВТСП пленках, полученных с применением различной технологии изготовления. Этот результат открывает перспективу совершенствования технологии ВТСП приборов массового производства.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-08-00632-а и корпорации «Русский сверхпроводник».

1. *Мастеров, Д.В.* Получение тонких пленок высокотемпературного сверхпроводника Y-Ва-Cu-O для высокочастотных применений в упрощенной магнетронной системе напыления / Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Ю.Н. Дроздов // ЖТФ. 2007. Т. 77, вып. 1. С. 103-107.

2. *Prusseit, W.* Method of HTS deposition: Thermal evaporation / W. Prusseit // in the Book: "Second-Generation HTS conductors" – Springer, 2005, Chapter 6, P. 81-96.

3. *Юдин, П.Н.* Извлечение параметров модели поверхностного импеданса высокотемпературного сверхпроводника из экспериментальных характеристик микрополоскового резонатора / П.Н. Юдин, И.Б. Вендик // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, вып. 10. С. 62-69.

4. *Мастеров, Д.В.* Определение поверхностного сопротивления пленки YBaCuO в мегагерцовом диапазоне по добротности планарной индуктивности. Влияние сторонних факторов / Д.В. Мастеров, С.А. Павлов, А.Е. Парафин // ЖТФ. 2010. Т. 80, вып. 6. С. 73-78.

Локализованная сверхпроводимость и критические токи в мезоскопических планарных структурах сверхпроводник – ферромагнетик

А.В. Путилов, С.В. Миронов, Д.А. Савинов, И.М. Нефедов,
И.А. Шерешевский, А.Ю. Аладышкин

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП – 105.
e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

В рамках феноменологической теории Гинзбурга – Ландау рассмотрен вопрос об особенностях термодинамических и транспортных свойств мезоскопических сверхпроводников в неоднородном магнитном поле. Под мезоскопическими сверхпроводниками мы понимаем тонкопленочные образцы с латеральными размерами L_x и/или L_y порядка нескольких длин когерентности ξ . Мы рассмотрели два модельных распределения перпендикулярной к плоскости пленки z -компоненты неоднородного магнитного поля: $B_z = H + B_0 \text{sgn}(y)$ и $B_z = H + B_0 \sin(\pi y/L_y)$. Данные распределения приближенно описывают поля рассеяния прямолинейной доменной стенки с малой и большой шириной переходной области при наличии внешнего магнитного поля H соответственно.

Для мезоскопических сверхпроводящих мостиков при $B_0 = 0$ исследована структура смешанного состояния и описана трансформация вихревой решетки при $|H| < H_{c2}$ в цепочку вихрей при $H_{c2} < |H| < H_{c3}$ ($H_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi(T)^2$ – верхнее критическое поле, $H_{c3} = 1.69H_{c2}$ – критическое поле поверхностной сверхпроводимости, Φ_0 – квант магнитного потока, рис. 1). Для полей H вплоть до поля H_{c3} получена зависимость критического тока мостика I_c от температуры T и внешнего магнитного поля H .

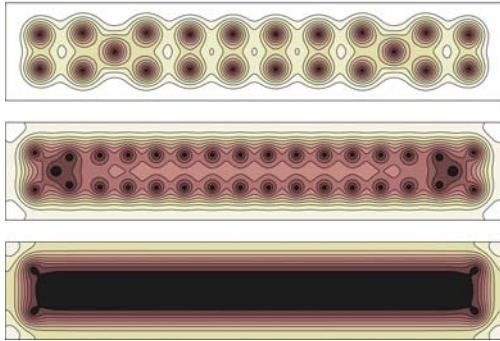


Рис. 1. Равновесные вихревые структуры в сверхпроводящих мостиках размером $40\xi_0 \times 8\xi_0$ в однородном магнитном поле при $T = 0$: $H/H_{c2}^{(0)} = 0.6, 0.9$ и 1.2 (сверху вниз), ξ_0 – длина когерентности при $T = 0$, $H_{c2}^{(0)} = \Phi_0/2\pi\xi_0^2$

Наличие прямолинейной доменной стенки в ферромагнитной подложке ($B_0 \neq 0$) существенно изменяет сверхпроводящие свойства мезоскопических образцов. Было показано, что при понижении температуры локализованная сверхпроводимость при $|H| \ll B_0$ сначала возникает вблизи точек пересечения доменной стенки и края образца (прикраевая доменная сверхпроводимость, *edge-*

assisted domain-wall superconductivity, рис. 2). Очевидно, что для поля вида $B_z = B_0 \text{sgn}(y)$ задача о появлении такого зародыша эквивалентна задаче о зарождении сверхпроводимости вблизи вершины сверхпроводящего клина с углом 90° [1, 2]. Определена область существования локализованных решений на диаграмме H – T и исследована трансформация локализованных и делокализованных решений разных типов при изменении H и T . Показано, что даже для мезоскопических образцов критическая температура изменяется монотонно при изменении H без осцилляций Литтла – Паркса (рис. 3 и 4).

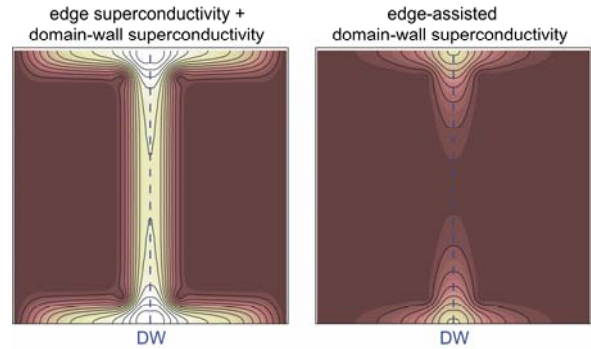


Рис. 2. Локализованная сверхпроводимость в мезоскопических сверхпроводниках в неоднородном магнитном поле: прикраевая сверхпроводимость и доменная сверхпроводимость (слева, $B_0 = 1.5H_{c2}^{(0)}$); прикраевая доменная сверхпроводимость (справа, $B_0 = 1.85H_{c2}^{(0)}$). Размер образца $20\xi_0 \times 20\xi_0$

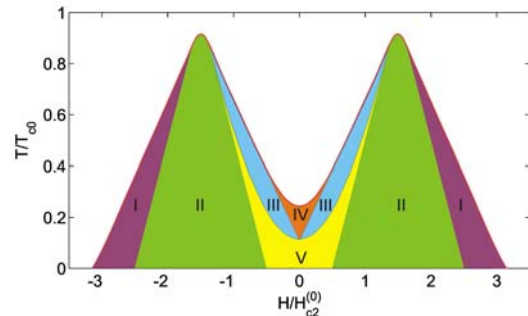


Рис. 3. Схематичное представление различных областей существования локализованных и делокализованных сверхпроводящих состояний в тонкопленочном образце размером $20\xi_0 \times 20\xi_0$ в неоднородном магнитном поле вида $B_z = H + B_0 \text{sgn}(y)$, $B_0 = 1.5H_{c2}^{(0)}$: I – прикраевая сверхпроводимость в областях с компенсированным магнитным полем (т.е. над магнитными доменами с обратной полярностью), II – объемная компенсированная сверхпроводимость над обратными доменами, III – прикраевая сверхпроводимость, IV – прикраевая доменная сверхпроводимость, V – комбинированная прикраевая и доменная сверхпроводимость

Мы показали, что локализованные прикраевые решения вблизи доменной стенки при понижении температуры становятся делокализованными и обеспечивают формирование непрерывного сверхпроводящего канала над доменной стенкой (*domain-wall superconductivity*) даже тогда, когда доменная сверхпроводимость в образце без границ является энергетически невыгодной. Мы исследовали транспортные свойства сверхпроводящих каналов, идущих вдоль доменных стенок или над доменами с компенсированным полем, вычислили зависимости критического тока $I_c = I_c(H)$ как для случая, когда прикраевые решения, и соответственно альтернативные каналы, для переноса сверхпроводящего тока отсутствуют ($B_0 > H_{c3}$), так и при наличии таких состояний ($H_{c2} < B_0 < H_{c3}$). Зависимости $I_c(H)$ и $T_c(H)$ представлены на рис. 4. Легко видеть, что индуцированный внешним магнитным полем переход от доменной сверхпроводимости к сверхпроводимости над обратными доменами сопровождается значительным увеличением критического тока.

Мы проанализировали структуру токовых состояний в магнитном поле доменной стенки. На рис. 5 представлено пространственное распределение сверхпроводящей компоненты тока при различных значениях H и токах, близких к соответствующему критическому току. Легко видеть, что сверхток j_s внутри сверхпроводящего канала (т.е. внутри области с развитым параметром порядка) распределен неоднородно и даже меняет направление. Результирующее распределение тока зависит от знака инжектируемого тока и, как следствие, в переносе дополнительного тока участвует либо периферия канала, либо его центральная часть (сравните В и С на рис. 5). Компенсация

поля доменов внешним полем приводит к перемещению канала и его локализации в пределах компенсированной области.

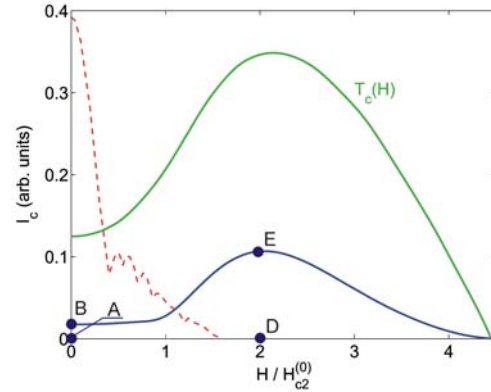


Рис. 4. Критический ток мезоскопического сверхпроводника размером $10\xi_0 \times 5\xi_0$ в магнитном поле вида $B_z = H + B_0 \sin(\pi y/L_y)$, $B_0 = 3H_{c2}^{(0)}$. Пунктирная линия соответствует зависимости $I_c(H)$ для образца с теми же латеральными размерами в однородном поле ($B_0 = 0$)

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013», фондом некоммерческих программ «Династия».

1. *Симонов А.Ю.* О влиянии дефектов на критическое поле образование сверхпроводящего зародыша / А.Ю. Симонов, А.С. Мельников, С.В. Шаров // ФНТ. 1989. Т. 15. С. 1206–1209.

2. *Schweigert V.A.* Influence of the confinement geometry on surface superconductivity / V.A. Schweigert and F. M. Peeters // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. 3084.

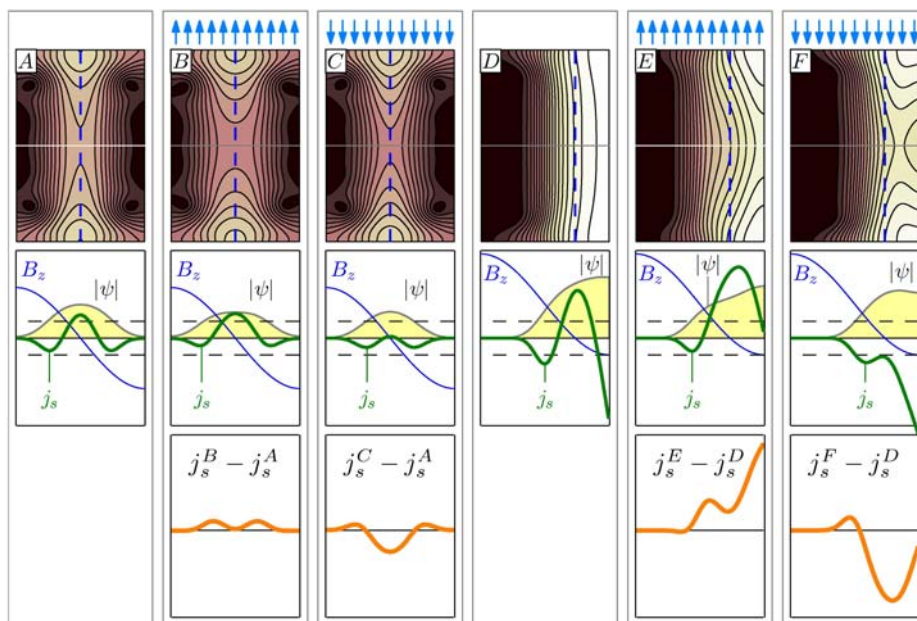


Рис. 5. Токнесущие состояния, индуцированные неоднородным магнитным полем вида $B_z = H + B_0 \sin(\pi y/L_y)$, $B_0 = 3H_{c2}^{(0)}$: (A) $H = 0$, $I = 0$, (B) $H = 0$, $I = +I_c$, (C) $H = 0$, $I = -I_c$, (D) $H = 2H_{c2}^{(0)}$, $I = 0$, (E) $H = 2H_{c2}^{(0)}$, $I = +I_c$, (F) $H = 2H_{c2}^{(0)}$, $I = -I_c$. Пунктирные линии соответствуют положению нуля полного магнитного поля. Состояния A, B, D и E обозначены точками на диаграмме $I - H$ (рис. 4)

Оптимизация параметров фазового кубита в режиме быстрого импульсного считывания

Л.С. Ревин, А.Л. Панкратов

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Н. Новгород.
e-mail: rls@ipm.sci-nnov.ru

Элементная база современных информационных систем построена на транзисторах, лазерах, фотоэлементах, являющихся классическими устройствами, в том смысле, что их внешние параметры (токи, напряжение, излучение) являются классическими величинами. Кардинально новой оказалась идея о квантовых системах, эффективность которых практически недоступна классическим компьютерам. Одна из возможных физических реализаций квантовых битов (кубитов) основана на использовании сверхпроводящих приборов джозефсоновской электроники.

Рассмотрим модель квантового бита, основанную на использовании джозефсоновских переходов [1]. Потенциальное поле кубита (рис. 1, сплошная линия): $V(x, t) = E_j \{ (x - \varphi(t))^2 / 2l - \cos x \}$, где E_j – джозефсоновская энергия, x – разность фаз параметра порядка, l – нормированная индуктивность перехода, внешнее магнитное поле $\varphi(t) = 2\pi [a_0 + A \cdot f(t)]$. Метод импульсного считывания заключается в следующем: в начальный момент времени внешнее поле имеет только постоянную компоненту a_0 – такую, что в левой потенциальной яме помещаются два или более энергетических уровня. Таким образом, кубит будет находиться либо на нулевом, либо на первом уровне, что соответствует базисным состояниям $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Регистрация состояния кубита происходит методом быстрого считывания импульсом амплитуды A и различной формы $f(t)$ (вставка на рис. 1). Во время воздействия импульса барьер уменьшается так, что в яме остается только нижний уровень, а по окончании импульса в момент $t = t_p$ потенциал возвращается в начальное состояние. Таким образом, если кубит находился на первом энергетическом уровне, то после поданного импульса произойдет туннелирование частицы с вероятностью близкой к единице. В то время как в состоянии $|0\rangle$ волновая функция измениться не должна.

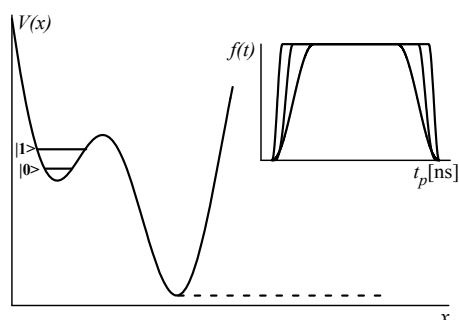


Рис. 1. Потенциальный профиль кубита. Сплошная линия – реальный потенциал. Пунктирная – с эффективным демпфированием. Вставка – форма импульса $f(t)$, сверху вниз: $\sin^2(8\pi t/t_p)$, $\sin^2(4\pi t/t_p)$, $\sin^2(2\pi t/t_p)$

Глубину потенциальной ямы можно характеризовать количеством дискретных уровней энергии. В приближении квантового гармонического осциллятора [2]: $N_1 = \Delta U / \hbar \omega_1$, где ΔU – глубина мелкой ямы, $\omega_1^2 = E_j(1/l + \cos x_0)/m$ – частота осцилляций. Здесь x_0 – значение разности фаз в минимуме ямы, а $m = [\Phi_0 / (2\pi)]^2 C$ – эффективная масса (Φ_0 – квант магнитного потока), C – емкость контакта. В дальнейшем удобнее будет использовать обратную нормированную емкость $D = 2e^2/\hbar C \cdot 10^9$ Гц. Так, для параметров [2] $C = 700$ фФ, $D = 0.6933$ Гц.

Ошибка считывания с кубита N будет определяться суммой вероятностей P_{10} (нетуннелирование из состояния $|1\rangle$ по окончании импульса) и P_{01} (туннелирование из состояния $|0\rangle$), $N = P_{10} + P_{01}$, тогда как надежность $F = 1 - N$. Исследование проведено с помощью компьютерного моделирования уравнения Шредингера [3] для волновой функции $\Psi(x, t)$:

$$i \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{2e^2}{\hbar C} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} + \frac{V(x, t)}{\hbar} \Psi(x, t). \quad (1)$$

Уравнение (1) не учитывает затухание или шум и позволяет лишь получить ошибку туннелирования, связанную с неполной дискриминацией состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Поэтому с учетом введенного эффективного демпфирования (в минимуме правой ямы потенциал не растет, а остается постоянным далеко по оси x , рис. 1, пунктирная линия) граничные условия $\Psi(c, t) = \Psi(d, t) = 0$ задаются для далеко удаленных точек, слева и справа от ямы.

Для реальных систем быстрого импульсного считывания возьмем значение длительности импульса $t_p = 2$ нс. Эволюция волновой функции и, следовательно, ошибка считывания N будут зависеть от формы импульса, амплитуды импульса A , постоянной компоненты поля a_0 , и обратной емкости контакта D . Наша задача состоит в разработке метода оптимизации данных параметров для увеличения надежности работы прибора. Особенностью квантовой системы является невозможность использования прямоугольного импульса [3], который в классической системе дает минимальную шумовую ошибку. Использование меандра приводит к возбуждению системы, переходу на более высокие уровни и туннелированию с них, что в свою очередь увеличивает ошибку.

Рассмотрим трапециод, изменяющийся по закону $\sin^2(4\pi t/t_p)$ в интервале $t \leq t_p/8$; $t \geq 7t_p/8$. На рис. 2 представлена зависимость ошибки N от амплитуды импульса A для различных значений параметра D и постоянного поля смещения $a_0 = 0.81$. Видно, что ошибка N имеет минимум как по амплитуде, так и по обратной емкости контакта.

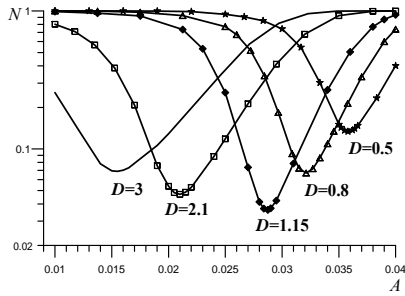


Рис. 2. Ошибка туннелирования $N(A)$ для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$ и $a_0 = 0.81$

Увеличение D приводит к уменьшению числа уровней N_i в яме и к увеличению расстояния $\hbar\omega_i$ между ними так, что при слишком больших D первый и нулевой уровни подходят близко к вершине барьера, а частица из состояния $|1\rangle$ может протуннелировать даже в отсутствие импульса. Это приводит к росту ошибки считывания. С другой стороны, если величина обратной емкости мала, дискриминация между состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$ уменьшается, что в свою очередь ведет к большой ошибке N . Поэтому существует оптимум по параметру D , и мы можем найти минимум по двум параметрам $N(A, D)$ для конкретного a_0 .

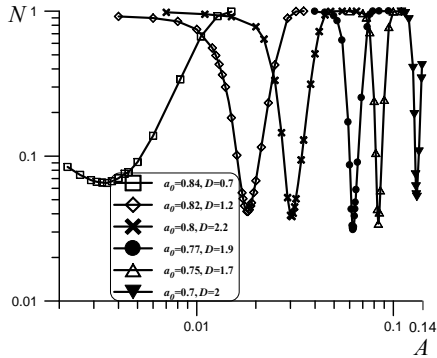


Рис. 3. Ошибка туннелирования $N(A)$ для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$ и различных значений обратной емкости D и внешнего поля a_0

Высота барьера ΔU зависит от внешнего поля $\phi(t)$, конкретно от постоянной составляющей a_0 . Если яма слишком мелкая, варьирование параметра D не может сильно изменить маленькое количество уровней в яме и ошибка туннелирования будет оставаться большой. Если яма слишком глубокая – количество уровней N_i будет большим и дискриминация между состояниями ухудшается. На рис. 3 показана зависимость $N(A)$ для различных значений a_0 и соответствующих этим значениям наилучших параметров D . Таким образом, мы находим абсолютный минимум ошибки $N(A, D, a_0) = 0.031$ для параметров $a_0 = 0.77$, $D = 1.9$ Гц, $A = 0.0625$ (надежность $F = 96,9\%$).

Теперь рассмотрим трапециод, изменяющийся по закону $\sin^2(2\pi t/t_p)$ в интервале $t \leq t_p/4$; $t \geq 3t_p/4$. На рисунке 4 (сплошная линия) показана ошибка $N(A)$ для различных a_0 и наилучших D . В сравнении с предыдущим случаем (пунктирная линия)

минимум ошибки увеличивается и сдвигается в сторону большего a_0 . Можно сказать, что уменьшение «полки» импульса по сравнению с первой формой ухудшает считывание.

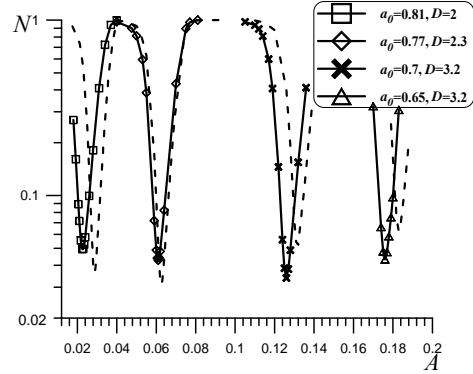


Рис. 4. Ошибка туннелирования $N(A)$ для импульса $\sin^2(2\pi t/t_p)$ и различных значений D и a_0 (сплошные кривые). Для сравнения: пунктирные линии – $N(A)$ для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$

В случае увеличения постоянной составляющей импульса ($\sin^2(8\pi t/t_p)$ в интервале $t \leq t_p/16$; $t \geq 15t_p/16$) проявляется обсуждаемый эффект прямоугольного импульса: возбуждение системы и переход с нулевого на первый уровень. На рисунке 5 видно, что для данного импульса существуют несколько локальных минимумов ошибки, но абсолютное значение $N_{min}(A, D)$ больше, чем для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$. Можно сделать вывод, что оптимальная форма $f(t)$ – это приближение к прямоугольному импульсу в отсутствие эффекта возбуждения системы.

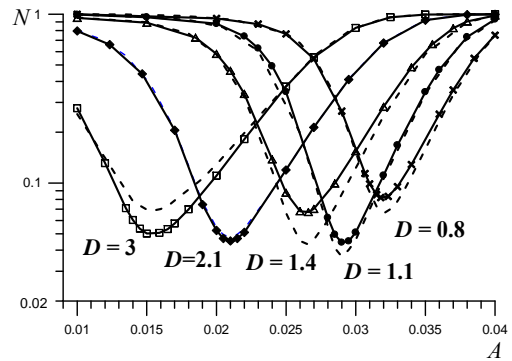


Рис. 5. $N(A)$ для импульса $\sin^2(8\pi t/t_p)$ (сплошные кривые) и $a_0 = 0.81$. Пунктирные линии – $N(A)$ для импульса $\sin^2(4\pi t/t_p)$

1. Kofman A.G. Theoretical analysis of measurement crosstalk for coupled Josephson phase qubits / A.G. Kofman, Q. Zhang, J. M. Martinis and A.N. Korotkov. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. 014524.
2. Zhang, Q. Analysis of measurement errors for a superconducting phase qubit / Q. Zhang, A.G. Kofman, J.M. Martinis, and A.N. Korotkov. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. 214518.
3. Pankratov A.L. Optimal fast single-pulse readout of qubits / A.L. Pankratov, A. S. Gavrilo // Phys. Rev. B. 2010. V 81. 052501.

Анизотропия критического тока системы мезоскопический сверхпроводник – цепочка магнитомягких диполей

Д.А. Рыжов, В.И. Позднякова, И.М. Нефёдов, И.А. Шерешевский, А.Ю. Аладышкин

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, ГСП-105.
e-mail: ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

Исследование свойств смешанного состояния в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик продолжает оставаться актуальным в связи, в частности, с активным изучением задач искусственного пиннинга вихрей, исследованиями нелинейных транспортных и электромагнитных свойств смешанного состояния.

В работе на основе численного решения нестационарных уравнений Гинзбурга – Ландау вычислен критический ток перехода в резистивное состояние гибридной системы мезоскопический сверхпроводник – цепочка магнитомягких диполей, помещённой в однородное внешнее магнитное поле. Диполи описывались в рамках подхода Ландау – Лифшица в предположении, что характерное время релаксации магнитной подсистемы существенно превышает характерное время сверхпроводящей подсистемы. Такое приближение заведомо оправдано для температур, близких к критической температуре сверхпроводника, и позволяет находить магнитное состояние диполей в рамках статической задачи. Магнитостатическое взаимодействие между диполями не учитывалось, модуль магнитного момента диполя предполагался постоянным.

Нами, в частности, исследован переход в резистивное состояние сверхпроводящего мостика шириной 5ξ и длиной 20ξ (ξ – длина когерентности). По центру плёнки на высоте 0.5ξ над мостиком расположена цепочка из трёх магнитомягких диполей с магнитным моментом $M = 1H_{c2}\xi^3$ (H_{c2} – верхнее критическое поле) на расстоянии 5ξ друг от друга. Найдена зависимость критической плотности тока перехода в резистивное состояние как функция приложенного перпендикулярно плёнке внешнего однородного магнитного поля.

Получено, что критический ток является анизотропным (относительно смены направления тока) и степень анизотропии существенно зависит как от ориентации магнитных диполей относительно инжектируемого тока, так и от величины внешнего магнитного поля. Для ориентации диполей параллельно направлению транспортного тока анизотропия критического тока отсутствует, тогда как для случая ориентации диполей перпендикулярно направлению транспортного тока анизотропия критического тока становится существенной и для определенных значений внешнего магнитного

поля отношение значений критического тока для разных направлений становится близким к двум. В такой существенной разнице значений критического тока для разных направлений важную роль играет факт переориентации магнитомягких диполей во внешнем магнитном поле: создаваемое диполями неоднородное поле рассеяния для одного направления тока способствует закреплению вихрей под диполями.

В зависимости от величины приложенного внешнего поля при значениях плотности тока j меньше плотности тока перехода в резистивное состояние реализуются состояния с различным числом захваченных диполями вихрей. При изменении внешнего магнитного поля число вихрей меняется, что объясняет немонотонную зависимость $j(H)$.

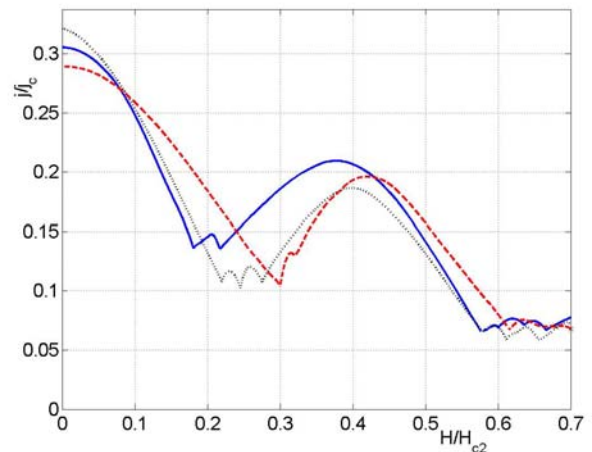


Рис. Зависимость критической плотности тока от внешнего магнитного поля для различной ориентации магнитных диполей относительно транспортного тока: диполи ориентированы параллельно току (пунктирная линия), диполи ориентированы перпендикулярно току – прямое протекание тока (сплошная линия) и обратное протекание тока (штриховая линия). Плотность тока перехода в резистивное состояние нормирована на плотность тока распаривания Гинзбурга – Ландау

Подобная сильная анизотропия критического тока свидетельствует о несимметричности вольт-амперной характеристики, что должно проявляться в нелинейных электродинамических свойствах описываемой системы, и в частности в эффекте выпрямления переменного тока.

Равновесная структура вихревых линий в тонких пленках анизотропных сверхпроводников

Д.А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород
e-mail: savinovda@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментальные и теоретические исследования вихревого состояния в сверхпроводниках второго рода являются одним из важных направлений в физике сверхпроводимости. При фиксированном значении внешнего магнитного поля форма вихревой решетки определяется анизотропией материала и геометрией образца. Именно вихри (их структура и взаимодействие) влияют на отличительные особенности магнитных свойств сверхпроводящих материалов. Поэтому для объяснения многих экспериментально наблюдаемых явлений важно понимание структуры вихревой решетки, специфичной для данного образца. Экспериментальное обнаружение необычных вихревых конфигураций может быть произведено с помощью известных методов, таких как техника декорирования в $YBa_2Cu_3O_7$ [1], сканирующая туннельная микроскопия в $NbSe_2$ [2] и лоренц-микроскопия в $YBa_2Cu_3O_7$ [3]. Исследование вихревого состояния сверхпроводников может быть также выполнено с помощью методов магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [4, 5]. Впервые данная методика была использована для определения решетки абрикосовских вихрей в $NbSe_2$ [6]. Позднее обнаружение магнитных вихрей методом МСМ было произведено в работе [7] для пленок изотропных сверхпроводников и ВТСП в магнитных полях, ориентированных вдоль оси анизотропии c .

Цель данной работы – теоретически изучить равновесную структуру вихревых линий в тонких пленках анизотропных сверхпроводников в наклонных магнитных полях, проанализировать зависимость магнитного момента пленки от внешнего магнитного поля, а также рассчитать профили вихревых полей рассеяния, которые могут быть визуализированы с помощью методов МСМ.

Вследствие наличия неоднородного сверхпроводящего тока, экранирующего компоненту поля H_y , вихревые линии искривляются в толще пленки (ось y лежит в плоскости пленки). В данной работе на основе феноменологической теории Гинзбурга – Ландау с анизотропным тензором эффективных масс определена структура изолированной вихревой линии в пленке в зависимости от компонент H_y внешнего магнитного поля. Ранее эта задача рассматривалась в работе [8] на основе теории упругих модулей вихревой решетки. Расчеты проведены для достаточно малых смещений вихревой линии от перпендикулярного плоскости пленки направления z , когда ось анизотропии c была выбрана вдоль z . Полученное выражение для формы вихревой линии справедливо для значений H_y много меньших критического поля $H_{c1}^{(0)}$ проник-

новения вихрей параллельных плоскости пленки. В рамках феноменологической модели Лондонов данный анализ был обобщен на случай сильно искривленной вихревой линии [9].

В данной работе представлены расчеты формы изолированной вихревой линии для произвольных значений поля $H_{||} < H_{c1}^{(0)}$ в пленке анизотропного сверхпроводника. Полученные результаты обобщены на случай произвольного угла наклона χ оси c относительно нормали к плоскости пленки. Рассматривался случай сверхпроводника второго рода с большим отношением лондоновских длин экранировки и длин когерентности. В этом случае основной вклад в собственную энергию вихря определяется энергией сверхтоков, текущих вокруг ядра вихря. В работе использовался приближенный подход для определения линейной энергии вихря, согласно которому вихревая нить может быть рассмотрена как упругая струна. Данное приближение остается справедливым в широком интервале значений H_y вплоть до критического поля входа, параллельного пленке вихря:

$$H_{c1}^{(\chi)} = H_{c1}^{(0)} [(1 + \Gamma^2 \tan^2 \chi) / (1 + \tan^2 \chi)]^{1/2},$$

где Γ – параметр анизотропии сверхпроводника. Минимизирую функционал Гиббса системы, найдена энергетически выгодная форма изолированной вихревой линии $y(z)$ в пленке анизотропного сверхпроводника, характеризующегося лондоновскими длинами экранировки λ_{ab} и $\lambda_c = \Gamma \lambda_{ab}$ для токов, текущих параллельно и перпендикулярно плоскости ab соответственно. Типичные графики формы вихревой линии приведены на рис. 1 для пленки толщиной $d = 3\lambda_{ab}$ и анизотропией $\Gamma = 5$, когда ось анизотропии c наклонена по отношению к оси z на угол $\chi = 27^\circ$. При данных значениях параметров пленки критическое поле входа параллельного пленке вихря $H_{c1}^{(\chi)} = 4.19H_{ab}$, где H_{ab} – первое критическое поле входа вихря перпендикулярного оси z в массивном анизотропном сверхпроводнике.

В работе выяснено, что планарный магнитный момент пленки состоит из двух вкладов. Первый из них линейно зависит от компоненты H_y внешнего магнитного поля и определяет диамагнитный отклик сверхпроводящей пленки. Второй вклад – вихревой магнитный момент – оказывается связанным исключительно с наличием вихрей; в случае одного вихря в пленке вихревой магнитный момент пропорционален относительному смещению концов вихревой линии

$$M_{||}^v = \Phi_0 [y(d/2) - y(-d/2)] / 4\pi,$$

где Φ_0 – квант магнитного потока. Данный вклад нелинейно зависит от H_y . Типичные графики этой зависимости приведены на рис. 2 для пленки с

толщиной $d = 3\lambda_{ab}$ и анизотропией $\Gamma = 5$, когда ось анизотропии c наклонена по отношению к оси z на угол $\chi = 27^\circ$.

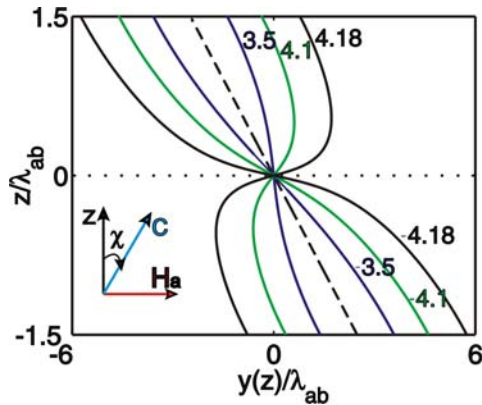


Рис. 1. Форма вихревой линии в сверхпроводящей пленке толщиной $d = 3\lambda_{ab}$ и анизотропией $\Gamma = 5$ для разных значений параллельного магнитного поля H_y , когда ось анизотропии c наклонена по отношению к оси z на угол $\chi = 27^\circ$ ($H_{c1}^{(v)} = 4.19H_{ab}$). Цифры около кривых определяют значение отношения H_y/H_{ab} . Пунктирная линия соответствует отсутствию параллельного поля

Проведены численные расчеты z -компоненты магнитного поля рассеяния искривленного вихря в зависимости от координаты y на фиксированном расстоянии h относительно плоскости пленки. Выяснено, что данный профиль имеет два острых максимума в точках $y = y(-d/2)$ и $y = y(d/2)$ соответственно в случае, если пленка достаточно тонкая с толщиной $d < \lambda_{ab}$ (рис. 3).

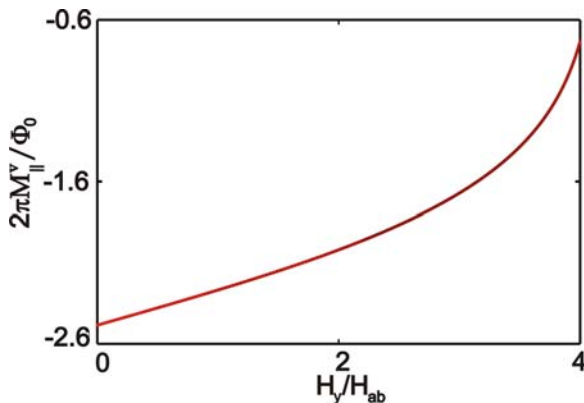


Рис. 2. Зависимость вихревого магнитного момента пленки от параллельного магнитного поля H_y для пленки толщиной $d = 3\lambda_{ab}$ и анизотропией $\Gamma = 5$, когда ось анизотропии c наклонена по отношению к оси z на угол $\chi = 27^\circ$. Число вихрей в пленке $N = 1$

Обсуждаемые результаты обобщены на случай наличия решетки вихрей в пленке. Обобщение произведено при условии малой концентрации вихрей, что может быть достигнуто при достаточно малом значении перпендикулярной компоненты внешнего поля $H_z < \Phi_0 d^2 / \lambda_{ab}^4$. Полученные результаты могут использоваться для интерпретации экспериментов по визуализации вихрей.

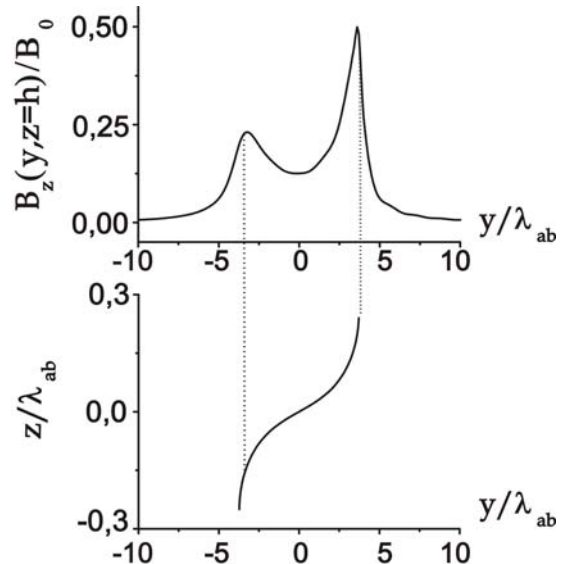


Рис. 3. Профиль z -компоненты вихревого поля рассеяния и форма вихревой линии для пленки толщиной $d = 0.5\lambda_{ab}$ и анизотропией $\Gamma = 10$, когда ось анизотропии c направлена вдоль оси z ($\chi = 0^\circ$). Параллельное магнитное поле $H_y = 30H_{ab}$, $h = 0.1\lambda_{ab}$, $H_{c1}^{(0)} = 32H_{ab}$, $B_0 = \Phi_0 / (2\pi\lambda_{ab}^2)$.

Работа поддержана Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и благотворительным фондом «Династия».

1. Gammel, P.L. Images of the vortex chain state in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals / P.L. Gammel, D.J. Bishop, J.P. Rice and D.M. Ginsberg // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 3343.
2. Hess H.F. Scanning-tunneling-microscopy study of distortion and instability of inclined flux-line-lattice structures in the anisotropic superconductor 2H-NbSe_2 / H.F. Hess, C.A. Murray, and J.V. Waszczak // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2138
3. Tonomura A. Observation of structures of chain vortices inside anisotropic high- Tc superconductors / A. Tonomura et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 237001.
4. Martin Y. Magnetic imaging by “force microscopy” with 1000 Å resolution / Y. Martin and H. K. Wickramasinghe. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 1455.
5. Sáenz J.J. Observation of magnetic forces by the atomic force microscope / J.J. Sáenz, N. García, P. Grütter, E. Meyer, H. Heinzelmann, R. Wiesendanger, L. Rosen-thaler, H.R. Hidber, and H.J. Güntherodt // J. Appl. Phys. 1987 V. 62. P. 4293.
6. Berthe R. Scanning tunneling microscopy of the Abrikosov flux lattice with ferromagnetic probes / R. Berthe, U. Hartmann, and C. Heiden // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. P. 2351.
7. Relttu H.J. Magnetic force microscopy of Abrikosov vortices / H. J. Relttu and R. Laiho // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5. P. 448.
8. Brandt E.H. Tilted and curved vortices in anisotropic superconducting film / E. H. Brandt // Phys. Rev. B 1993. V. 48. P. 6699.
9. Martynovich A.Yu. Magnetic vortices in slabs of layered superconductors / A.Yu. Martynovich // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1994, V. 105. P. 912.

Зарождение сверхпроводимости в магнитомягких двухслойных структурах сверхпроводник – ферромагнетик

А.А. Смирнов^{1,2}, А.Ю. Аладышкин²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

² Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105

e-mail: aa-smirnov@yandex.ru

Интерес к исследованию гибридных структур сверхпроводник-ферромагнетик (S/F) в первую очередь связан с возможностью изучения квантово-размерных эффектов в неоднородном магнитном поле [1]. Кроме этого, наноструктурированные сверхпроводники и гибридные S/F-структуры рассматриваются в качестве возможных кандидатов для разработки перестраиваемых элементов сверхпроводящей электроники.

В данной работе мы будем рассматривать зарождение сверхпроводимости в многослойной системе, состоящей из тонкой сверхпроводящей пленки II рода и ферромагнитной подложки с перпендикулярной магнитной анизотропией. Мы предполагаем, что эти слои разделены изолирующим слоем для подавления обменного взаимодействия. Для простоты рассмотрена ситуация, когда доменная структура является одномерной: $M_z = M_z(x)$, (рис. 1). Ранее для подобных структур была предсказана и обнаружена [2–5] локализация сверхпроводящего параметра порядка в областях над доменной стенкой (domain-wall superconductivity), либо над доменами с намагниченностью, направленной против внешнего поля (reverse-domain superconductivity). Главной особенностью рассматриваемой нами модели является учет влияния внешнего магнитного поля H , ориентированного перпендикулярно плоскости гибридной структуры, на равновесную ширину положительных $L^{(+)}$ и отрицательных $L^{(-)}$ магнитных доменов. В простейшем случае такое влияние может быть описано как $L^{(+)} = L_0^{(+)}(1 + H/H_s)$ и $L^{(-)} = L_0^{(-)}(1 - H/H_s)$, где H_s – поле насыщения, $L_0^{(+)}$ и $L_0^{(-)}$ – ширины доменов в нулевом внешнем поле. Модуль намагниченности M_0 мы считаем неизменным. В результате магнитное поле оказывается пространственно модулированным с периодом $2L = L^{(+)} + L^{(-)}$ и амплитудой $B_0 = 2\pi M_0$. Такая модель приближенно описывает обратимое изменение намагниченности M , индуцированное внешним полем, как для тонкопленочных ферромагнитных структур [Co/Pt]_n при малых $|H|$ [2, 3], так и для магнитомягких кристаллов феррита бария [4, 5] в широком интервале H вплоть до поля H_s . Далее для рассматриваемого профиля $M_z(x)$ мы вычисляем распределение магнитного поля $B_z(x, H)$ и векторного потенциала $A_y(x, H)$ и на основе численного решения линеаризованного уравнения Гинзбурга – Ландау определяем зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода T_c от H [1].

Сверхпроводящие свойства рассматриваемой S/F-системы в значительной степени определяются соотношением между B_0 , H_s и верхним критическим полем сверхпроводника $H_{c2}^{(0)}$ при $T = 0$.

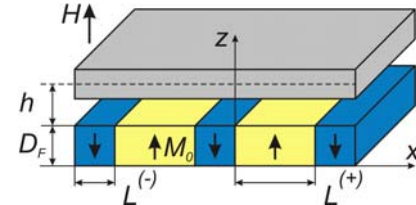


Рис. 1. Устройство и основные параметры гибридной структуры сверхпроводник – ферромагнетик

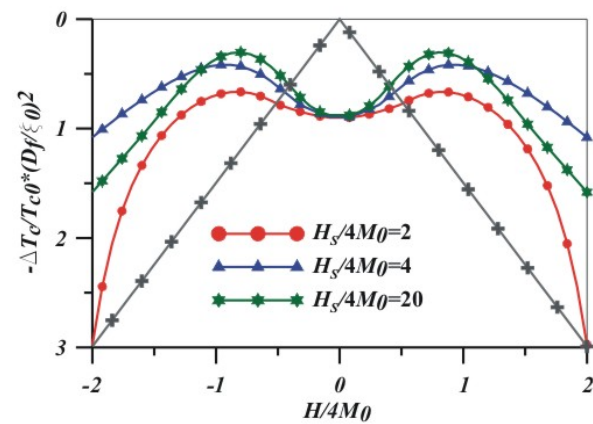


Рис. 2. Кривые $T_c(H)$ для структуры с $L_0^{(+)} = L_0^{(-)} = 4D_f$, $M_0 = 2250$ Э, $D_f = 230$ Å для различных полей насыщения H_s . Крестиками обозначена зависимость $T_c(H)$ для тонкой сверхпроводящей пленки в однородном магнитном поле

1. Размагниченная структура с равными ширинами положительных и отрицательных доменов при $H=0$ (т.е. $L_0^{(+)} = L_0^{(-)}$) и значительным полем насыщения ($B_0 < H_s$). Как известно, сверхпроводимость в S/F-структурах с «жесткими» доменами ($H_s \rightarrow \infty$) может появляться либо над доменными стенками (domain-wall superconductivity, $|H| \ll B_0$), либо над доменами с обратной намагниченностью (reverse-domain superconductivity, $|H| > B_0$). Показано, что такие типы локализованной сверхпроводимости также присущи и магнитомягким S/F-структурам с конечным H_s . Для слабых полей ($H \ll B_0$) формирование доменной сверхпроводимости сопровождается ростом T_c по квадратичному закону. Следует отметить, что для магнитомягких S/F-структур линейное уменьшение ширины обратных доменов в диапазоне полей $B_0 < H < H_s$ приводит к уменьшению T_c и выходу на параболическую зависимость. Коллапс доменной структуры при $|H| > H_s$ приводит к изменению асимптотического поведения зависимости $T_c(H)$: вместо выхода на прямую $T_c = T_{c0}(1 - (|H| - B_0)/H_{c2}^{(0)})$, характерную для магнитомягких S/F-структур, мы наблюдаем переход на стандартную зависимость $T_c = T_{c0}(1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$, типичную для сверхпроводни-

ков в однородном магнитном поле (рис. 2). В зависимости от параметров задачи в точке $|H|=H_s$ может наблюдаться излом на кривой $T_c(H)$. Положение максимума T_c и его амплитуда также зависят от H_s , при этом для некоторых значений H_s критическая температура может оказаться выше, чем для структуры с жесткими доменами. Это может быть связано с ослаблением результирующего магнитного поля при сближении доменных стенок.

2. Намагниченная структура с различными ширинами положительных и отрицательных доменов при $H = 0$. Действительно, как показывает анализ экспериментальных данных для гибридной структуры $\text{Al}/[\text{CoPt}]_n$ [3], выключение внешнего поля после намагничивания образца до насыщения приводит к уменьшению намагниченности на 10–20 % от намагниченности в насыщении. Это соответствует формированию доменной структуры, состоящей из изолированных отрицательных доменов в положительно намагниченной матрице, и в предлагаемой модели соответствует случаю $L_0^{(+)} > L_0^{(-)}$. Отрицательные домены имеют сильно вытянутую форму, что оправдывает использование приближения одномерной доменной структуры. Характерные значения магнитного поля $H_{c2}^{(0)}=200$ Э, $B_0=300$ Э, $H_s=1000$ Э. Полученные кривые $T_c(H)$ представлены на рис. 3. Учет восприимчивости ширины доменов к внешнему полю приводит к подавлению локализованной над ними компенсированной сверхпроводимости и исчезновению второго максимума при $H>0$ на кривой $T_c(H)$. При $H<0$ влияние мягкости доменов проявляется слабо, однако все же заметно увеличение области сверхпроводящей фазы за счет увеличения поля положительных доменов при их уменьшении. Полученные результаты хорошо описывают зарождение сверхпроводимости в структурах $\text{Al}/[\text{CoPt}]_n$ [3].

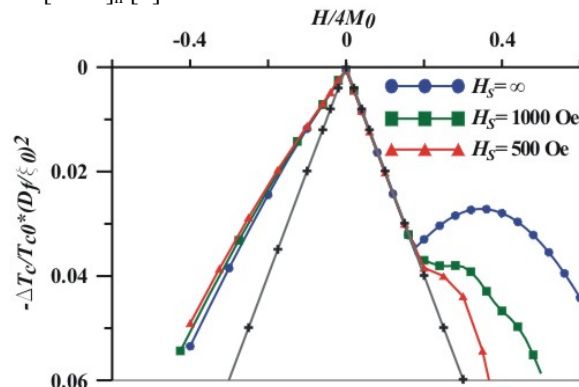


Рис. 3. Кривые $T_c(H)$ для структуры с $L_0^{(+)} = 200 \cdot D_f$ и $L_0^{(-)} = 10D_f$ для различных полей насыщения H_s . Крестиками обозначена зависимость $T_c(H)$ для тонкой сверхпроводящей пленки в однородном магнитном поле

3. Размагниченная структура с равными ширинами положительных и отрицательных доменов при $H=0$ и низким полем насыщения: $H_s < H_{c2}^{(0)}$. Это приближение соответствует параметрам структуры Nb/BaFeO , исследованной в [4]. В силу малости H_s такие структуры нельзя адекватно описывать в предположении о неизменности до-

менной структуры. Рисунок 4 позволяет сравнить результаты, полученные для гибридной структуры с $H_s = \infty$ (магнито жесткое приближение) и конечным H_s (магнитомягкое приближение). Мы показали, что для таких систем в слабом внешнем поле возможна сверхпроводимость над доменными стенками. При этом диапазон полей, соответствующий сверхпроводимости над обратными доменами, в значительной мере сокращается и ограничивается полем H_s . Как следствие, зависимость $T_c(H)$ выходит на стандартную линейную зависимость $T_c = T_{c0}(1 - |H|/H_{c2}^{(0)})$ с изломом, что было ранее обнаружено экспериментально в работе [4].

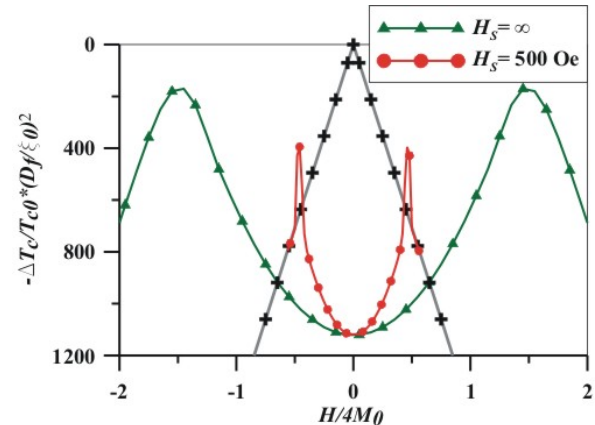


Рис. 4. Кривые $T_c(H)$ для структуры с $L_0^{(+)} = L_0^{(-)} = 3$ мкм и $D_f = 100$ мкм в случае мягкого и жесткого ферромагнетика

В заключение отметим, что, несмотря на простоту представленной модели, нам удалось добиться хорошего качественного согласия теоретических и экспериментальных результатов для широкого класса структур.

Работа поддержана проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013».

1. Aladyshkin A.Yu. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor-ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns, and V.V. Moshchalkov // Supercond. Sci. Technol. 2009. V. 22, 053001.

2. Gillijns W. Domain-wall guided nucleation of superconductivity in hybrid ferromagnet-superconductor-ferromagnet layered structures / W. Gillijns, A.Yu. Aladyshkin, M. Lange, M.J. Van Bael, V.V. Moshchalkov // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95, 227003 (2005).

3. Aladyshkin A.Yu. Effect of ferromagnetic film thickness on magnetoresistance of thin-film superconductor-ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin A.P. Volodin and V.V. Moshchalkov // Journ. Appl. Phys. 2010. V. 108, 033911.

4. Yang Z. Domain-wall superconductivity in superconductor – ferromagnet hybrids / Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, V.V. Moshchalkov // Nature Mater. 2004. V. 3. P. 793.

5. Aladyshkin A.Yu. Giant anisotropy of the resistance induced by magnetic domains in superconductor/ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, and V.V. Moshchalkov // Physica C. 2010. V. 470. P. 883.

Однофотонная приемная система диапазона 1.3–1.55 мкм для корреляционных измерений

К.В. Смирнов^{1,2}, Ю.Б. Вахтомин^{1,2}, А.В. Дивочий^{1,2}, А.В. Смирнов^{1,2}, Р.В. Ожегов^{1,2},
И.В. Пентин^{1,2}, Е.В. Сливинская², Г.Н. Гольцман¹

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, ул. М. Пироговская 29.

² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», 119021 Москва, ул. Россолимо 5/2, www.scontel.ru
e-mail: smimov@scontel.ru

Активно развивающиеся применения однофотонных детекторов диапазона 1.3–1.55 мкм, например, квантовая криптография [1], тестирование больших интегральных схем [2], применения в медицине и изучение биологических объектов [3], ряд фундаментальных научных исследований [4], нуждаются в новых типах усовершенствованных однофотонных приемников. Широко распространенные коммерческие приемные системы на основе лавинных фотодиодов, несмотря на многие достоинства (высокая квантовая эффективность, работа при комнатных температурах или температурах, которые способны обеспечить элементы Пельтье, и пр.), к сожалению, имеют и ряд недостатков. Основными из них являются возможность работы приемной системы только в узком временном окне (несколько единиц или десятков наносекунд), высокий темновой счет или счет в отсутствии излучения (несколько тысяч отсчетов в секунду), низкое быстродействие (~10 МГц), низкое временное разрешение (*jitter*, ~300 пс), вероятность возникновения дополнительных импульсов после срабатывания детектора (*afterpulse probability*) [5]. Кроме того, особенности работы такого детектора в системах квантовой криптографии позволяют относительно легко взломать такие системы конфиденциальной связи [6].

Открытие коллективом Московского педагогического государственного университета эффекта детектирования тонкопленочной сверхпроводниковой наноструктурой одиночных фотонов видимого и ИК-излучения [7] привело к созданию нового типа однофотонного детектора – сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD – *superconducting single photon detector*), его активному исследованию многими научно-исследовательскими группами [8–9], а также к созданию нового коммерчески востребованного продукта – быстродействующего однофотонного приемника, оптимизированного для диапазона длин волн $\lambda = 1.3–1.55$ мкм с использованием оптоволоконной техники [10]. Созданный однофотонный приемник по многим характеристикам значительно превосходит приемные системы на основе лавинных фотодиодов; его темновой счет составляет не более 10 отсчетов в секунду, временное разрешение – менее 50 пс, быстродействие – более 100 МГц [11]. Кроме того, приемник работает в непрерывном режиме. Вместе с тем, квантовая эффективность приемника на длине волны 1.55 мкм не превышала значение в 5 % [11].

В настоящей работе мы представляем развитие приемной системы на основе SSPD, связанное с трехкратным увеличением квантовой эффективности: в настоящее время квантовая эффективность приемника, приведенная к оптическому входу системы – стандартному одномодовому волокну, составляет значение в 15 % на длине волны 1.55 мкм. Типичная зависимость квантовой эффективности (QE) и темнового счета (DC) от приведенного тока смещения детектора (отношение рабочего тока I_b к критическому току I_c) для приемной системы представлено на рис. 1. Другие характеристики приемной системы указаны в таблице 1. Отметим, что лучшее значение квантовой эффективности для приемных систем на основе лавинных фотодиодов также составляет 15 % на длине волны 1.55 мкм.

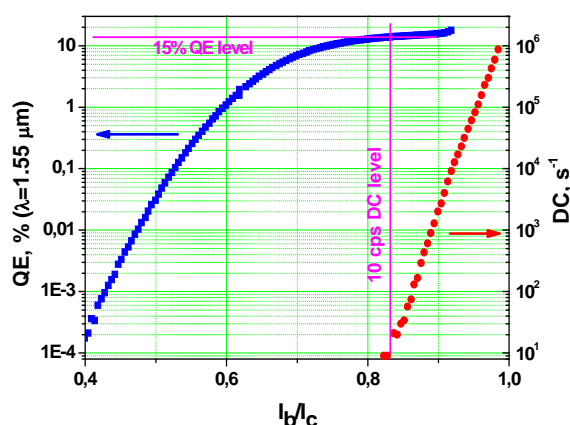


Рис. 1. Зависимость квантовой эффективности (QE – квадраты) и темнового счета (DC – кружки) от приведенного тока смещения детектора (отношение рабочего тока I_b к критическому току I_c) для приемной системы на длине волны 1.55 мкм

Значительное увеличение квантовой эффективности приемника связано как с усовершенствованием технологии создания однофотонных детекторов, так и с оптимизацией оптического согласования детектора с излучением.

Основу SSPD-детекторов составляет пленка нитрида ниобия (NbN) толщиной в $4\div 4,5$ нм (~7÷8 атомных слоев), критическая температура сверхпроводящего перехода которой $T_c \approx 10$ К. Существенная особенность в изготовлении SSPD-детектора состоит в том, что из пленки формируется узкая (~100 нм) и длинная (~0,5 мм) полоска в виде меандра, заполняющая приемную площадку

размером 7×7 мкм (рис. 2). Рекордные характеристики детектора достигаются тогда, когда плотность критического тока при рабочей температуре детектора $T = 2-4,2$ К в любом сечении полоски близка к критическому току, $j_c \approx 10^7$ А/см². Указанное условие предполагает создание сверхпроводниковой полоски, ширина которой испытывает отклонения не более чем на 5 нм [12].

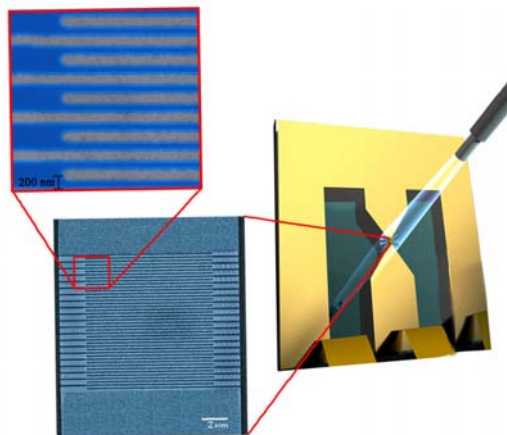


Рис. 2. Внешний вид сверхпроводникового однофотонного детектора и фотография чувствительной области SSPD, полученная на электронном сканирующем микроскопе. Светлые области – полоски сверхпроводника, темные – области, где сверхпроводник был удален

Таблица 1

Основные характеристики системы регистрации одиночных фотонов

Квантовая эффективность, приведенная к оптическому входу (отношение количества импульсов напряжения на выходе системы к количеству фотонов на входе): на длине волны 1.3 мкм на длине волны 1.55 мкм	$\geq 25\%$ $\geq 15\%$
Уровень ложных срабатываний (количество импульсов напряжения на выходе системы при отсутствии излучения на входе)	$\leq 10 \text{ c}^{-1}$
Длительность выходного импульса напряжения	$\leq 5 \text{ нс}$
Временная нестабильность переднего фронта выходного импульса напряжения	$\leq 40 \text{ пс}$
Быстродействие	$> 100 \text{ МГц}$

В рабочем состоянии при температуре гораздо ниже T_c детектор смещается постоянным током, близким к критическому. Поглощение фотона и последующее электрон-электронное взаимодействие, сопровождающееся диффузией горячих электронов, образует горячее пятно, содержащее несколько сотен квазичастиц. Это подавляет сверхпроводимость в области пятна и выталкивает сверхток смещения на периферию, где его плотность становится больше критической. Все сечение сверхпроводниковой полоски переходит в нормальное состояние и возникает падение напряжения, которое может быть легко зарегистрировано. Фронт нарастания напряжения составляет

единицы пикосекунд. Продолжающаяся диффузия горячих квазичастиц приводит к быстрому остыванию горячего пятна и возврату в сверхпроводящее состояние. Длительность импульса напряжения определяется временем остывания горячего пятна и составляет около 1 нс.

На основе SSPD нами были реализованы приемники ИК-излучения, оптимизированные для телекоммуникационных и квантово-криптографических применений с использованием оптоволоконной техники [10].

Приемные системы были выполнены в виде вставки в гелиевый транспортный сосуд Дьюара. Рабочая температура (~ 1.8 К) достигалась путем откачки паров гелия из теплоизолированного от гелиевой ванны объема внутри вставки, соединенного капилляром с гелиевым объемом. 40-литровый транспортный сосуд Дьюара обеспечивает непрерывную работу приемной системы в течение приблизительно одного месяца.

Приемник содержит один, два или несколько независимых каналов регистрации одиночных фотонов, что предполагает возможность проведения корреляционных измерений. Создание многоканальных приемников также направлено на снижение эффективной стоимости каждого канала регистрации при использовании криогенного оборудования.

Работа выполнена при поддержке ГК Министерства образования и науки РФ № 14.740.11.0269, 14.740.11.0343, № П1287, 02.740.11.0228.

1. <http://www.uqcc2010.org/highlights/index.html>
2. J. Zhang, N. Boiadjeva, G. Chulkova et al. Non-invasive CMOS circuit testing with NbN superconducting single-photon detectors // *Elect. Lett.* 2003. V. 39, 1086–1088.
3. N. Mohan, O. Minaeva, G. Goltsman et al. Ultra-broadband coherence-domain imaging using parametric downconversion and superconducting single-photon detectors at 1064 nm // *Appl. Optics.* 2009. 48.
4. D. Elvira, A. Michon, B. Fain, G. Patriarche et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. 97, 131907.
5. www.idquantique.com
6. L. Lydersen, C. Wiechers, C. Wittmann, D. Elser, J. Skaar, and V. Makarov. Hacking commercial quantum cryptography systems by tailored bright illumination // *Nat. Photonics.* 2010. 4, 686.
7. G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79, pp. 705-707.
8. H. Takesue, S. Nam, Q. Zhang et al. // *Nature Photonics.* 2007. Vol. 1. P.343-348.
9. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld et al. // *Nature Photonics.* 2008. Vol. 2. P. 302–306.
10. www.scontel.ru
11. К. В. Смирнов, Ю. Б. Вахтомин // *Интеграл.* 2010. №2. С.17-19.
12. G. N. Gol'tsman, K. Smirnov, P. Kouminov et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2003. vol. 13, no. 2. P. 192-195.

Цепочки би-сквидов и параллельных СКИФ-структур для построения активных электрически малых антенн

И.И. Соловьев¹, В.К. Корнев², А.В. Шарафиев², Н.В. Кленов², О.А. Муханов³

¹ НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

² Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

³ NYPRES, Клиарбрук Роуд, Нью-Йорк, США.

e-mail: isol@phys.msu.ru

Джозефсоновские цепи

Недавно нами были описаны два подхода к созданию базовых джозефсоновских ячеек, обеспечивающих высокую степень линейности преобразования магнитного сигнала в напряжение. Необходимая величина динамического диапазона преобразования сигналов может быть достигнута путем последовательного включения таких ячеек. Полученные цепочки могут быть использованы для создания на их основе уникальных широкополосных (до десятков гигагерц) электрически малых антенн активного типа.

Первый подход основан на линеаризации передаточной функции двухконтактного сверхпроводящего квантового интерферометра путем подключения к нему дополнительного контура, образующего одноконтактный интерферометр и играющего роль нелинейного трансформатора входного сигнала. Синтез одно- и двухконтактного сквидов представляет собой показанный на рис. 1 би-сквид [1].

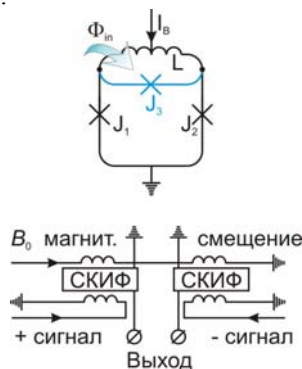


Рис. 1. Схема би-сквида, представляющего собой гальваническое соединение одноконтактного и двухконтактного интерферометров (вверху). Принципиальная схема дифференциальной СКИФ-ячейки с единым смещением по магнитному полю и заданием сигнала в противофазе (внизу)

В рамках развития этого подхода мы спроектировали и экспериментально исследовали цепочки би-сквидов, изготовленные на основе ниобиевой технологии с плотностью критического тока джозефсоновских переходов 4.5 кА/см^2 . На рис. 2 показано семейство вольт-полевых характеристик последовательной цепочки, состоящей из 20 би-сквидов, при различной величине тока питания I_B .

Численное моделирование цепочки из последовательно включенных одинаковых би-сквидов дает треугольную форму вольт-полевой характеристики при равенстве тока питания критическому току цепи ($I_B = 2I_C$, где I_C — критический ток

джозефсоновского перехода). Экспериментально полученные характеристики демонстрируют сильное размытие углов и недостаточную линейность. Моделирование цепочки с учетом технологического разброса критических токов джозефсоновских переходов позволило объяснить экспериментально полученные характеристики. Выявленная причина заключается в сильном изменении формы вольт-полевой характеристики каждой отдельной ячейки при отклонении тока питания от ее критического тока.

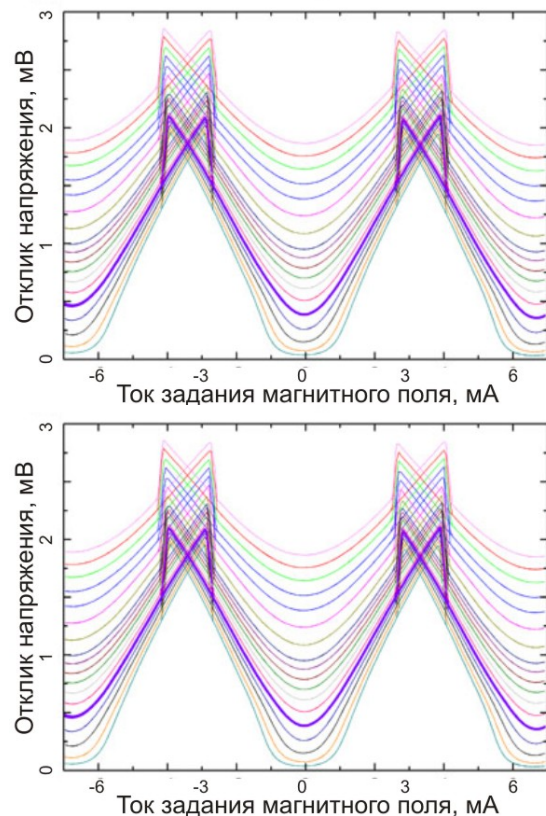


Рис. 2. Семейство вольт-полевых характеристик последовательной цепочки, состоящей из 20 би-сквидов, при различном токе питания (вверху). Семейство вольт-полевых характеристик последовательной цепочки из 108 дифференциальных СКИФ-ячеек при различном магнитном смещении B_0 (внизу)

Результаты расчетов показали, что для случая задания тока питания выше критического тока цепочки возможен подбор параметров би-сквидов, при котором вольт-полевая характеристика цепочки будет слабо зависеть от технологического разброса критических токов джозефсоновских переходов и, как следствие, оставаться линейной.

Второй разработанный подход основан на использовании параллельных сверхпроводящих квантовых интерференционных фильтров (СКИФ) – пространственно-неоднородных цепочек джозефсоновских переходов, включенных параллельно. В этом подходе используется коллективное взаимодействие всех элементов цепи, вследствие которого, при специально подобранной форме пространственной неоднородности, стороны основного пика вольт-полевой характеристики СКИФ имеют параболический вид [1]. Дифференциальное соединение двух таких СКИФ с заданием одинакового смещения магнитным полем (сигнал B_0 на рис. 1) для фиксации рабочей точки и приложением входного сигнала к СКИФам в противофазе (“+сигнал” и “-сигнал” на рис. 1) приводит к формированию линейной вольт-полевой характеристики (отклика). Действительно, задавая отклик СКИФ в виде параболической функции

$$V_{SQIF}(B) = -aB^2 + bB + c,$$

легко получаем линейный закон для дифференциального отклика:

$$V_{SQIF}(B_0 + B) - V_{SQIF}(B_0 - B) = (-4aB_0 + 2b)B.$$

Следует подчеркнуть, что отклик напряжения такой дифференциальной ячейки будет линейным при любой величине смещения B_0 в пределах диапазона параболическости отклика $V_{SQIF}(B)$.

Нами были спроектированы и экспериментально измерены цепочки описанных выше дифференциальных СКИФ-ячеек. На рис. 2 показано семейство экспериментально полученных вольт-полевых характеристик последовательной цепочки, состоящей из 108 дифференциальных СКИФ-ячеек, расположенных в порядке увеличения магнитного смещения B_0 . При оптимальном магнитном смещении, обеспечивающем наибольшую

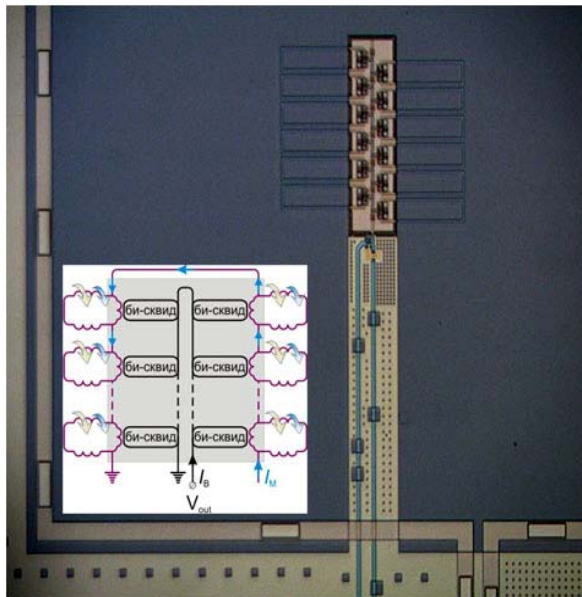


Рис. 3. Фотография прототипа активной электрически малой антенны на основе закрытой двойным сверхпроводящим экраном цепочки из 12 би-скивдов, каждый из которых снабжен внешней сверхпроводящей петлей для приема магнитного сигнала. На вставке показана принципиальная схема антенны

линейность характеристики во всем рабочем диапазоне, размах отклика напряжения составляет 20 мВ. Линейность передаточной характеристики, измеренная по методике двухтонового анализа, составила 60 дБ.

Активная электрически малая антенна

На рис. 3 показана фотография прототипа электрически малой антенны изготовленной на основе последовательной цепочки, состоящей из 12 би-скивдов, каждый из которых был снабжен дополнительной сверхпроводящей петлей (трансформатор магнитного потока) для приема магнитного сигнала. Во время измерений магнитный сигнал создавался путем пропускания тока через виток, окружающий эту антенну. Коэффициент преобразования магнитного поля в напряжение для данного прототипа антенны составил 50 мкВ/мкТ.

Для улучшения чувствительности антенны возможно использование сверхпроводящего концентратора магнитного поля, сформированного на том же чипе, что и антенна, или на отдельном чипе большего размера, как показано на рис. 4. Проведенные нами оценки показывают, что оптимальное использование сверхпроводящего концентратора может дать увеличение чувствительности антенны примерно в $K \sim 10-20$ раз. Дальнейшее увеличение чувствительности можно получить за счет применения дополнительного параболического зеркала, которое может иметь достаточно малый размер. Например, в случае зеркала диаметром $d = 10$ см, фокусирующего энергию падающего сигнала в пятно диаметром $a = 1$ см, чувствительность антенны увеличивается примерно в $(d/a)^2 \sim 100$ раз.

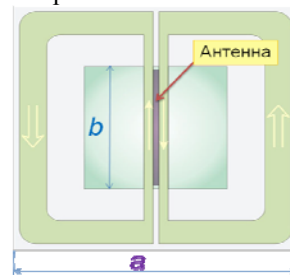


Рис. 4. Топология накладного концентратора

Согласно нашим оценкам, на чипе размером 5×5 мм может быть размещена антенна на основе цепочки, содержащей или 104 би-скивда, или 64 СКИФ-ячеек. В обоих случаях при использовании сверхпроводящего концентратора магнитного сигнала, размещенного на том же чипе, можно получить коэффициент преобразования магнитного поля в напряжение порядка 10 мкВ/нТ и чувствительность порядка $20 \text{ фТ/Гц}^{1/2}$.

Работа проводилась при поддержке фондов CRDF RUP-05-1493, ФЦП на 2009–2013 гг. (ГК 02.740.11.0229, 14.740.11.0389) и грантов НШ 5423.2010.2 и 3322.2010.2.

1. Kornev, V. K. Progress in high linearity multi-element Josephson structures/ V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov and O. A. Mukhanov // Physica C. V. 470, p. 886-889.

Малозумящий широкополосный терагерцовый NbN-смеситель на эффекте электронного разогрева

М.И. Финкель^{1,2}, И.В. Третьяков¹, С.А. Рябчун¹, А.В. Масленникова¹, Н.С. Каурова¹,
А. Лобастова¹, Б.М. Воронов¹, Г.Н. Гольцман^{1,2}

¹ Московский педагогический государственный университет, ул. М. Пироговская, 29, Москва.

² Астрокосмический центр, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.

e-mail: matveyf@yahoo.com

В соответствии с данными, полученными с помощью спутника COBE, приблизительно половина излучения, достигающего Земли, лежит в терагерцовом диапазоне [1]. Значительные усилия были направлены на создание приёмников, способных зарегистрировать это излучение, для исследования процессов, протекающих в областях звёздообразования в удалённых галактиках и в галактике Млечного Пути. В 2009 году был запущен космический телескоп Гершеля (Herschel Space Telescope) с гетеродинным инструментом дальнего ИК-диапазона HIFI на борту. Для диапазона 1.41–1.91 ТГц в этом инструменте использована технология сверхпроводниковых смесителей на электронном разогреве, которая является наилучшей в терагерцовом диапазоне за счёт низкой шумовой температуры и малой требуемой мощности гетеродина [2].

Несмотря на очевидные преимущества перед другими типами гетеродинных детекторов на частотах выше 1 ТГц, практически применимые смесители на электронном разогреве с фоновым каналом охлаждения обладают полосой преобразования порядка 3–4 ГГц [3], что представляет собой серьёзное препятствие для их применения в дальнейшем [4]. Узким местом процесса энергетической релаксации смесителей на электронном разогреве с фоновым каналом охлаждения является время ухода неравновесных фононов в подложку [5]. Это время может быть уменьшено, а полоса преобразования увеличена либо за счёт уменьшения толщины плёнки, либо за счёт использования буферного подслоя, который уменьшает рассогласование между материалами плёнки и подложки [6, 7]. Также в литературе сообщалось, что чистка контактов между плёнкой NbN и золотом антенны также приводит к увеличению полосы преобразования до 6 ГГц [8]. К сожалению, авторы не представили никакого объяснения этого результата. Чистка контактов также привела к уменьшению шумовой температуры за счёт уменьшения потерь в контактах до значений 950 К на частоте 2.5 ТГц [8], 1300 К на частоте 4.3 ТГц [9], и 1520 К на частоте 5.25 ТГц [10].

Когда длина смесителя становится короткой по сравнению с длиной термализации $L_{th} = \pi(D\tau_{th})^{1/2}$ (где D – коэффициент диффузии электронов, а τ_{th} – время релаксации электронной температуры для бесконечно длинного смесителя), разогретые электроны диффундируют в массивные контактные площадки, прежде чем успевают провзаимодействовать с фононами [11]. Качество

контактов между плёнкой и металлом играет в этом процессе решающую роль. Полоса преобразования смесителей на электронном разогреве в плёнках Nb с диффузионным каналом охлаждения может достигать 9 ГГц [12], но, к сожалению, существуют препятствия для такой одновременной реализации широкой полосы и стабильной работы с низкой шумовой температурой.

Наши смесители на электронном разогреве изготавливались на основе плёнки NbN толщиной 3.5 нм, осаждённой на кремниевую подложку. Сразу после осаждения плёнки NbN, без разрыва вакуума (*in situ*), осаждался слой золота толщиной 15 нм, который в дальнейшем ионным и химическим травлением через окно в электронном резисте удалялся, формируя тем самым болометрический элемент смесителя с длиной, менявшейся в диапазоне 0.1–0.4 мкм. Отдельные измерения показали, что сопротивление квадрата полученной NbN-плёнки составляет около 500 Ом. С учётом этого было выбрано отношение длины смесителя к ширине 1:10 для обеспечения лучшего согласования на высокой частоте между болометрическим элементом и спиральной антенной с импедансом 75 Ом. На рис. 1 представлено изображение, полученное на сканирующем электронном микроскопе, части смесителя, включающей антенну и болометрический элемент в её центре. На вставке представлено увеличенное изображение центральной части смесителя.

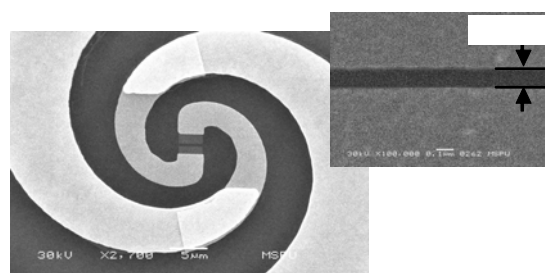


Рис. 1. Изображение со сканирующего электронного микроскопа части смесителя, включающей спиральную антенну и болометрический элемент в её центре. На вставке увеличенное изображение центра смесителя

На рис. 2 представлена типичная зависимость сопротивления от температуры для смесителей на электронном разогреве, исследованных в этой работе. Первый сверхпроводящий переход болометрического мостика наблюдается при температуре порядка 9 К. Эффект близости на границе NbN и

золота приводит к различному уменьшению температуры перехода под контактными площадками и под антенной, что наблюдается в виде дополнительных сверхпроводящих переходов при температурах 6.5 и 5.5 К. Плотность критического тока в смесителях составляет $4.5 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$.

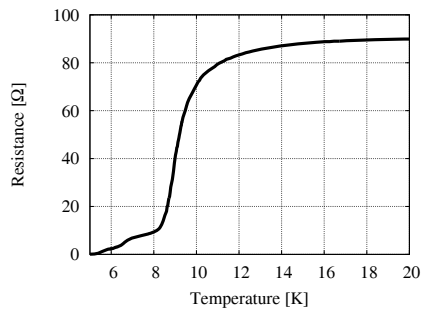


Рис. 2. Зависимость сопротивления от температуры для типичного смесителя на электронном разогреве. Размеры смесителя $0.1 \times 1 \text{ мкм}$

Для измерений шумовой температуры при 4.2 К смесительный блок со смесителем на электронном разогреве укреплялся на холодной плате заливного гелиевого криостата с окном из HDPE толщиной 0.5 мм. Холодный ИК-фильтр из материала Zitex-104 был укреплен на экране азотного уровня, полосно-пропускающий фильтр из металлической сетки с полосой 2–3 ТГц укреплялся на холодной плате и служил для уменьшения эффекта прямого детектирования [13]. Гетеродином служил газоразрядный лазер на парах воды, работающий на 2.5 ТГц линии воды. Майларовый делитель луча толщиной 6 мкм использовался для объединения сигнала и гетеродина. Тракт ПЧ включал адаптер смещения, охлаждаемый НЕМТ-усилитель с усилением 30 дБ в полосе 1–7 ГГц и шумовой температурой около 5 К. Сигнал ПЧ усиливался цепью усилителей комнатной температуры с усилением 36 дБ в полосе 0.1–12 ГГц, проходил через перестраиваемый полосно-пропускающий фильтр с полосой 50 МГц. Мощность ПЧ измерялась квадратичным СВЧ-детектором. В верхней части рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики исследованных смесителей при различных уровнях мощности гетеродина. Оптимальный диапазон напряжений (0.5 ± 0.1) мВ. Шумовая температура в двухполосном режиме измерялась сменой нагрузок с температурами 295 К и 77 К на входе приёмника, и её наименьшее значение составило 600 К. В нижней части рис. 3 представлена зависимость шумовой температуры приёмника от ПЧ в оптимальной рабочей точке для лучшего и худшего смесителей из одной и той же партии. В обоих случаях размеры смесителя составляли $0.1 \cdot 1 \text{ мкм}$. Пунктирная линия соответствует зависимости $T_N(f) \sim [1 + (f/B_N)^2]$, где $B_N = 9 \text{ ГГц}$.

Ввиду отсутствия широкополосного криогенного вентиля удалось получить корректные и постоянные ($\sim 600 \text{ К}$) шумовые температуры на всех ПЧ за исключением тех частот, где значительное рассогласование импедансов смесителя и усилителя приводило к резонансам. С учётом этого шумовая температура практически не зависит ПЧ в

диапазоне 1–7 ГГц, откуда можно заключить, что шумовая полоса смесителя превышает 7 ГГц. Эффективность преобразования составляет -10 дБ , что означает, что тракт ПЧ вносит дополнительно 50 К в шумовую температуру в диапазоне 1–7 ГГц.

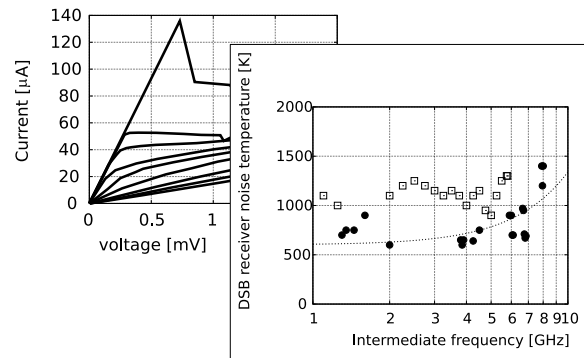


Рис. 3. Вверху: вольт-амперные характеристики смесителя при различных уровнях мощности гетеродина. Внизу: зависимость шумовой температуры приёмника в двухполосном режиме от ПЧ для лучшего (кружки) и худшего (квадраты) смесителей. Размеры обоих смесителей $0.1 \times 1 \text{ мкм}$. Пунктирные линии – зависимость $T_N(f) \sim [1 + (f/B_N)^2]$, где $B_N = 9 \text{ ГГц}$

На частоте гетеродина 2.5 ТГц супергетеродинный приёмник показал шумовую температуру в двухполосном режиме 600 К. Такая беспрецедентно низкая шумовая температура связана с технологией осаждения золота *in situ*, которая приводит к уменьшению потерь в контактах между плёнкой NbN и антенной. Шумовая температура может быть ещё уменьшена на 30% при использовании антиотражающего покрытия на кремниевой линзе и помещении входной оптики в вакуумную камеру. С поправкой на резонансы в тракте ПЧ шумовая температура остаётся постоянной в диапазоне 1–7 ГГц, что показывает, что шумовая полоса приёмника превышает 7 ГГц.

Работа поддержана грантами МОН РФ: ГК № 16.740.11.0378, ГК № 02.740.11.0228, ГК № 02.740.11.0251, НШ-3265.2010.2

1. D. T. Leisawitz et al. Proc. SPIE (Munich, Germany, 2000), v. 4013, p. 36–46.
2. S. Cherednichenko et al. Rev. Sci. Instrum., **79**, 034501 (2008).
3. S. Cherednichenko et al. J. Appl. Phys. **101**, 124508 (2007).
4. R. Guesten et al. Proc. SPIE, **4014**(23), p. 23–30 (2000).
5. A.D. Semenov et al. Supercond. Sci. Technol. **15**, R1–R16 (2002).
6. S. Cherednichenko et al. J. Low Temp. Phys., **151**, 575 (2008).
7. Yu. Vachtomin et al. Proc. 13th Int. Symp. on Space THz Techn. (Harvard University, Cambridge, MA, 2002), p. 259–270.
8. J. J. A. Baselmans et al. Appl. Phys. Lett., **84**, 1958 (2004).
9. P. Khosropanah et al. Appl. Phys. Lett. **91**, 221111 (2007).
10. W. Zhang et al. Appl. Phys. Lett. **96**, 111113 (2010).
11. D. E. Prober, Appl. Phys. Lett. **62**, 2119 (1993).
12. R. A. Wyss et al. Proc. 10th Int. Symp. on Space THz Technology (Charlottesville, Univ. of Virginia, USA, 1999), p. 215–228.
13. J. J. A. Baselmans et al. Appl. Phys. Lett., **86**, 163503 (2005).

Исследование магнитного резонанса в вихрях в сверхтекучем гелии-3 В

М.А. Силаев, И.М. Хаймович

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.
e-mail: hai@ipm.sci-nnov.ru

Наша работа посвящена расчету спектра квазичастиц в вихревом состоянии сверхтекучего ^3He в магнитном поле, а также предложению по экспериментальной проверке теории Кароли – де Жена – Матрикона (КдЖМ) о дискретном спектре квазичастиц в вихревом состоянии сверхпроводников и сверхтекучих фермионных жидкостей.

Схема системы, которую мы изучали, показана на рис. 1, *b*. В целом были рассмотрены вихри в *B*-фазе сверхтекучего ^3He под действием внешнего магнитного поля. При этом предполагалось, что магнитное поле, приложенное к вихрю, однородно и содержит большую постоянную составляющую вдоль оси вихря H_z и малую, зависящую от времени компоненту перпендикулярно этой оси $H_{\perp}(t) \sim e^{i\omega t}$.

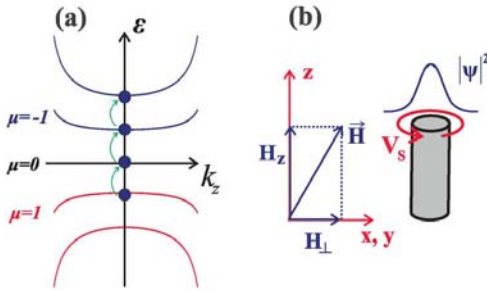


Рис. 1. Пример спектра состояний Кароли – де Жена – Матрикона (КдЖМ) для вихря в сверхтекучей жидкости *p*-типа (*a*). Схематический чертеж системы, состоящей из вихревой линии, направленной вдоль оси *z*, под действием магнитного поля (*b*). Магнитное поле, зависящее от времени $\mathbf{H}(t)$, приводит к переходам в лестнице состояний КдЖМ. Межуровневые переходы, вызванные магнитным полем, показаны на рис. (*a*) стрелками

Используемая модель. Для описания спектра квазичастиц, локализованных в коре вихря в *B*-фазе ^3He , мы использовали квазиклассические уравнения Боголюбова – де Жена на прямолинейных траекториях, выведенные в работе [1]:

$$\begin{cases} -i \frac{\hbar^2 k_{\perp}}{m} \frac{\partial}{\partial s} U + \hat{\Delta}_k V = (\varepsilon - P)U, \\ i \frac{\hbar^2 k_{\perp}}{m} \frac{\partial}{\partial s} V + \hat{\Delta}_k^+ U = (\varepsilon + P^*)V, \end{cases} \quad (1)$$

где U, V – двухкомпонентные спиноры – электронная и дырочная компоненты волновой функции квазичастиц, $k_{\perp} = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$ – компонента импульса Ферми, перпендикулярная оси вихря Oz , m – их масса, $P = \mu_B(\mathbf{H}, \boldsymbol{\sigma})$ – зеемановский член и Δ_k – оператор сверхпроводящей щели. Мы пред-

полагали, что магнитное поле \mathbf{H} , приложенное к системе, входит в уравнения только через зеемановское слагаемое и в общем случае через зависимость функции щели от него $\Delta_k = \Delta_k(\mathbf{H})$.

В квазиклассическом формализме пространственные координаты выражаются через координату $s = (\mathbf{n}_k, \mathbf{r})$ вдоль траектории, определяемую направлением квазичастичного импульса в xy -плоскости $\mathbf{n}_k = \mathbf{k}_{\perp} / k_{\perp} = (\cos \theta_p, \sin \theta_p)$, и через прицельный параметр $b = (\mathbf{z}, [\mathbf{n}_k \times \mathbf{r}])$. Последний связан с проекцией углового момента μ вдоль оси вихря посредством обычной формулы из классической механики $\mu = -k_{\perp} b$.

В общем случае сверхпроводящий параметр порядка сверхтекучей жидкости с триплетным спариванием (спин куперовской пары $S = 1$) записывается в виде $\Delta = -i(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{d})\sigma_y$ с вектором \mathbf{d} в трёхмерном пространстве и вектором матриц Паули $\boldsymbol{\sigma}$. В случае ^3He можно рассматривать спаривание *p*-типа (угловой момент пары $L = 1$). Параметр порядка в этом случае может быть разложен по собственным функциям операторов проекций углового момента L_z и спина S_z , отвечающим различным значениям этих проекций ν и μ соответственно в пределах от -1 до 1 каждое (см. [2, 3]). *B*-фаза соответствует изотропной волновой функции куперовских пар, находящихся в суперпозиции состояний с полным угловым моментом, равным 0. Квантованные вихри в *B*-фазе могут обладать несингулярным кором, заполненным другой сверхтекучей фазой, тогда как вдали от кора вихря только компоненты *B*-фазы отличны от нуля. В зависимости от свойств по отношению к преобразованиям дискретной симметрии (инверсии P , обращения времени T , поворота O_x на 180° вокруг перпендикулярной оси) вихри можно классифицировать на 5 типов – сингулярные (*o*-, *u*-вихри) и несингулярные (*v*, *w*, *uvw*) [3].

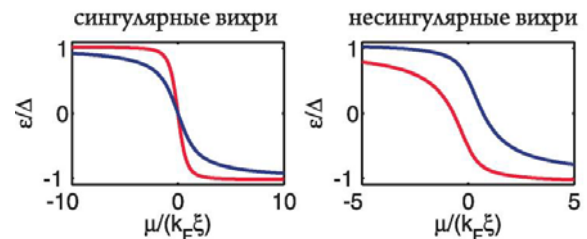


Рис. 2. Аномальные энергетические ветви $\varepsilon = \varepsilon_0(b)$ для сингулярных *o*- и *u*-вихрей; для несингулярных вихрей без магнитного поля

В отсутствие магнитного поля в результате эффективного спин-орбитального взаимодействия снимается спиновое вырождение аномальных энергетических ветвей квазичастичных возбуждений, локализованных в корах вихрей, поэтому в спектре типа КДЖМ появляется две различные ветви, пересекающие уровень Ферми. В случае сингулярных вихрей аномальные ветви пересекаются на уровне Ферми, в то время как аномальные ветви спектра несингулярных вихрей пересекают уровень Ферми при конечных значениях углового момента (см. рис. 2).

Рассматривая общий вид спектра уравнений (1) из соображений симметрий и раскладывая результат по малому параметру $\mu_B H / \Delta_0$ до второго порядка (считая $H_{\perp} \ll H_z$) мы получили спектр аномальных вихрей, который для малых энергий (вблизи точек пересечения уровня Ферми) записывался следующим образом:

$$\varepsilon(\mu, \theta_p, \chi) = \varepsilon_0 + \alpha_1(q, H_{\perp}) + \alpha_2(z_0 [q \times H_{\perp}]), \quad (2)$$

где ε_0 – спектр в отсутствие магнитного поля (см. рис. 2), $\alpha_{1,2}$ – постоянные множители, $\chi = \pm 1$ – спиновый параметр, нумерующий ветви спектра.

Таким образом, для всех типов вихрей получается конечное расщепление ветвей спектра, однако в случае сингулярных вихрей о- и u-типа параметры $\alpha_{1,2}$ не зависят от магнитного поля и расщепление происходит в первом порядке по параметру $\mu_B H / \Delta_0$ даже при нулевых продольных полях H_z , в то время как для случая несингулярных вихрей коэффициенты $\alpha_{1,2}$ пропорциональны H_z . То есть в отсутствие продольного магнитного поля дополнительное расщепление аномальных ветвей спектра наблюдается лишь во втором порядке по поперечному полю. Все спектральные результаты получены из симметричных соображений, поэтому учитывают самосогласованный характер сверхпроводящей щели и её зависимость от магнитного поля. Эти результаты были подтверждены также численным моделированием [4] и аналитическими формулами, полученными по теории возмущений при малых энергиях.

В результате энергетический спектр аномальных ветвей (23) в магнитном поле зависит от его направления и содержит члены, нарушающие осевую симметрию (зависимость от \mathbf{q} означает зависимость от направления импульса квазичастиц в плоскости $x\theta_p$). Поэтому изменение магнитного поля ($H_{\perp}(t) \sim e^{i\omega t}$) может привести к возбуждению магнитодипольных переходов между соседними уровнями в спектре КДЖМ (см. рис. 1), которые соответствуют резонансному поглощению энергии на частоте, соответствующей переходу.

Поскольку в выражение для потерь энергии в переменном магнитном поле $Q = \langle \dot{\mathbf{M}}, \mathbf{H} \rangle$ входит намагниченность \mathbf{M} , нам необходимо найти пара-

магнитный отклик системы. Нам удалось показать, что диссипация энергии, а следовательно, и парамагнитный отклик определяются лишь магнитным моментом квазичастиц в коре вихря

$$M_{qp} = -\frac{1}{8\pi^2} \sum_n \int d\mu d\theta_p dk_z \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \mathbf{H}} f_1(\mu, \theta_p), \quad (3)$$

где $f_1(\mu, \theta_p)$ – неравновесная часть функции распределения квазичастиц была найдена в рамках квазиклассического подхода из уравнения Больцмана с интегралом столкновений в τ -приближении [5], ε_n – спектр энергии квазичастиц, определяемый выражением (2).

В результате вычислений были получены следующие выражения для продольной $\kappa_{\parallel} = \kappa_{xx} = \kappa_{yy}$ и поперечной $\kappa_{\perp} = \kappa_{xy} = -\kappa_{yx}$ магнитных восприимчивостей:

$$\begin{aligned} \kappa_{\parallel} &= \int_{-k_F}^{k_F} \frac{dk_z}{\omega_v} \frac{\alpha(\omega + i/\tau)\omega}{\omega_v^2 - (\omega + i/\tau)^2}, \\ \kappa_{\perp} &= i \int_{-k_F}^{k_F} \frac{dk_z}{\omega_v} \frac{\alpha\omega_v\omega}{\omega_v^2 - (\omega + i/\tau)^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega_v = -\hbar^{-1} \partial \varepsilon_n / \partial \mu$ – частота, соответствующая межуровневому расстоянию, а коэффициент

$$\alpha = \frac{N_v \alpha_1^2}{8\pi^2}$$

содержит плотность вихрей N_v .

Из выражений (45) видно, что есть резонансное поведение восприимчивости, а следовательно, и потерь поля на частоте межуровневого перехода. При этом необходимо отметить разницу в поглощении поля линейной $H_{\perp}^l = H_{\perp} e^{i\omega t} x_0$ и круговой $H_{\perp}^c = H_{\perp} e^{i\omega t} (x_0 + iP y_0) / \sqrt{2}$ поляризации: потери в первом случае $Q^l = \frac{\omega}{2} H_{\perp}^2 \text{Im} \kappa_{\parallel}$ имеют резонансы на частотах обоих знаков $\omega = \pm \omega_v$, в то время как для круговой поляризации $Q^c = \frac{\omega}{2} H_{\perp}^2 \text{Im}(\kappa_{\parallel} + iP \kappa_{\perp})$ резонансная частота в выражении выше зависит от направления вращения магнитного поля $\omega = P \omega_v$.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-4211.2011.2.

1. A. S. Mel'nikov, D. A. Ryzhov, and M. A. Silaev, Phys. Rev. B **78**, 064513 (2008).
2. A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys. **47**, 331 (1975).
3. M. M. Salomaa and G. E. Volovik, Rev. Mod. Phys. **59**, 533 (1987).
4. I. M. Khaymovich, M. A. Silaev, Phys. Rev. B **82**, 094507 (2010).
5. G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and N. B. Kopnin, Phys. Rev. B **59**, 14663 (1999); N. B. Kopnin, Theory of Nonequilibrium Superconductivity (Oxford University Press, New York, 2001); N. B. Kopnin, J. Low Temp. Phys. **97**, 157 (1994).

Контактанс сверхпроводящих гибридных структур на основе графена в квантующих магнитных полях

А.С. Мельников¹, И.М. Хаймович¹, И.А. Шерешевский¹, Н.М. Щелкачёв²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр-т Ак. Семенова, 1а, г. Черноголовка, Московская обл.
e-mail: hai@ipm.sci-nnov.ru

Наша работа посвящена изучению контактанса систем «графен под сверхпроводником - графен» в сильном магнитном поле, то есть в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). Рассматривается баллистический предел и нулевые температуры, когда токнесущими состояниями являются моды на уровне Ферми, локализованные на гетерограницах.

Для решения транспортной задачи были найдены спектры уровней Ландау, модифицированные краем графена и границей графена со сверхпроводником в приближении невзаимодействующих краёв образца. Также были найдены собственные функции этой задачи и показано, что они образуют прижатые к границам краевые моды. В отличие от обычных двумерных систем в спектре краевых состояний в графене в режиме КЭХ был обнаружен диапазон параметров, где нарушается сонаправленный характер движения носителей заряда по краевым состояниям.

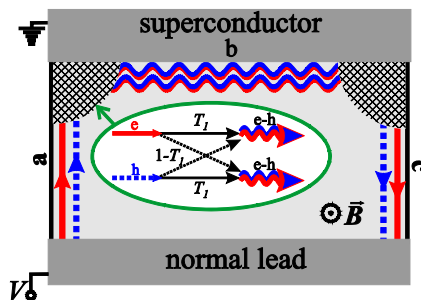


Рис. 1. Контакт «графен под сверхпроводником - графен» в квантующем магнитном поле. Сплошные (пунктирные) линии – электронные (дырочные) краевые состояния на границах *a* и *c*, образованных краем графенового листа, волнистые линии – гибридные электрон-дырочные моды на границе графена со сверхпроводником *b*. Вставка: краевые моды границы *a* рассеиваются в моды границы *b* с вероятностями T_1 и $(1-T_1)$.

Сшивка волновых функций краевых состояний на различных границах была проведена с помощью метода матриц рассеяния следующим образом: матрица рассеяния связывала амплитуды электронных и дырочных волновых функций с обеих сторон от точки соприкосновения (области трансформации) края графена с границей со сверхпроводником (см. рис. 1). Контактанс был рассчитан на основе формулы Ландауэра.

В результате работы исследованы зависимости контактанса системы «графен под сверхпроводником – графен» в режиме КЭХ от ширины контакта, уровня Ферми и магнитного поля.

Было рассмотрено влияние граничных условий на краю графена, зависящих от взаимной ориентации вектора между ближайшими соседями и нормали к границе, на контактанс системы. Обнаружено, что у контактанса G появляется нетривиальная зависимость от взаимной ориентации изоспиновых (долинных) векторов v_1, v_2 границ графена с изолятором. В квантовом пределе (когда на границах существует по одной паре краевых мод) эта зависимость упрощается $G \sim (1 - v_1 v_2)$.

Также было обнаружено, что зависимость контактанса рассматриваемой структуры на основе графена от ширины контакта имеет сложный многопериодический осциллирующий характер. Величины этих периодов обратно пропорциональны модулю разности волновых векторов токнесущих состояний вдоль границы со сверхпроводником $\Delta L \sim 1/|k_m - k_n|$. Указанные осцилляции возможны лишь при эффективной интерференции мод, распространяющихся вдоль этой границы.

Различное положение неоднородностей в области трансформации мод приводит к различным реализациям осцилляций для разных экземпляров одной и той же структуры. Для выделения интересных нас эффектов на фоне сложных осцилляций было проведено усреднение по всем реализациям рассматриваемых систем с помощью моделирования рассеяния случайными матрицами, равномерно распределёнными по группе. В результате были найдены универсальные соотношения для среднего значения контактанса и его флуктуаций, которые зависели от магнитного поля и уровня Ферми лишь через количество электронных краевых состояний N , которые могут распространяться вдоль границы с изолятором.

Таким образом, среднее значение контактанса имеет ступенчатую зависимость от магнитного поля, причём переход между ступенями осуществляется при прохождении уровня Ландау через энергию Ферми.

В этом же приближении был вычислен контактанс в области параметров, где нарушается факт отсутствия в режиме КЭХ рассеяния назад.

В заключение был проведён учёт рассеяния мод противоположных границ на короткодействующем примесном потенциале, которое приводило к туннелированию носителей тока поперёк образца в зависимости от ширины контакта. Поперечное туннелирование определялось отношением масштаба спада краевых мод от границы к ширине контакта и вносило поправки в значение контактанса на ступени.

Электромагнитные волны в квантовых метаматериалах на основе волноводных линий с встроенными джозефсоновскими переходами

А.В. Швецов¹, А.М. Сатанин¹, А.И. Гельман²

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н.Новгород,

²Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Н.Новгород,

e-mail: alexshdze@mail.ru

В последнее время огромный интерес вызывают исследования искусственных сред, обладающих необычными электродинамическими свойствами [1–3]. Наиболее известный пример подобных сред – это вещества с отрицательным показателем преломления или среды Веселаго [4]. Современные нанотехнологии позволяют создавать композиционные материалы, содержащие включения разных масштабов и свойств, которые обладают заданными электродинамическими характеристиками (диэлектрическими и магнитными проницаемостями), коренным образом отличающимися от характеристик компонент. Подобные искусственные среды или метаматериалы уже широко используются для создания безотражательных покрытий и различных оптических элементов (адаптивных линз, перестраиваемых зеркал, конвертеров и т.д.). Другое направление исследований связано с разработкой метаматериалов на основе активных сред, например, содержащих сверхпроводящие джозефсоновские переходы или джозефсоновские генераторы [5]. Поскольку джозефсоновские переходы обладают нелинейной индуктивностью, в настоящее время они уже используются для создания нелинейных метаматериалов [6].

В данной работе изучаются принципиально новые среды – квантовые метаматериалы. Рассматривается сверхпроводящая волноводная линия, заполненная джозефсоновскими переходами с малыми емкостями. Предполагается, что при низких температурах эффективно населено (возбуждено) несколько энергетических уровней джозефсоновских осцилляторов. Физические свойства таких материалов также будут зависеть от квантового состояния, в котором находятся сверхпроводящие элементы. Главное отличие таких метаматериалов от классических состоит в том, что в них можно создавать суперпозицию состояний, которые будут сохранять когерентность на временах, меньших времени релаксации квантовых элементов среды (составляющих для отдельных джозефсоновских переходов микросекунды). Полагая время декогерентности существенно большим времени распространения сигналов, динамику переходов будем описывать волновой функцией. В то же время электромагнитное поле в среде можно описывать классическими уравнениями. В рамках данной модели мы исследуем бистабильное поведение метаматериала, обусловленное нелинейностью взаимодействия переходов с полем.

Исследуем распространение электромагнитных волн в сверхпроводящей волноводной линии,

содержащей джозефсоновские переходы (рис.1). Активная часть волноводной линии образована джозефсоновскими переходами – сверхпроводящими элементами (*S*), которые соединены со сверхпроводящими линиями оксидными перемычками. Эта часть линии аналогична системе, рассмотренной в работе [7]. Для связи с внешними устройствами служат пассивные участки линии, заполненные нормальными элементами (*N*), параметры которых подобраны так, чтобы обеспечить идеальное сопряжение.

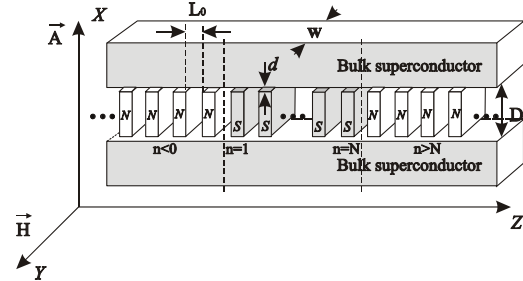


Рис. 1. Волноводная линия с джозефсоновскими переходами. *D* – расстояние между сверхпроводящими полосками, *L*₀ – расстояние между мостиками. Мостики с номерами *n* ≤ 0 и *n* > *N* – из нормального металла, мостики с номерами 1 ≤ *n* ≤ *N* – сверхпроводящие. Каждый сверхпроводящий мостик образует туннельный контакт со сверхпроводящими полосками. Толщина джозефсоновского перехода – *d*. Электромагнитный импульс распространяется вдоль оси *z*, *A* – векторный потенциал, *H* – магнитное поле волны

Пусть направление распространения импульсов совпадает с осью *z*. Обозначим векторный потенциал между *n*-м и *n*+1-м мостиками как *A*_{*xn*} (в силу геометрии задачи векторный потенциал имеет лишь проекцию на ось *x*). Тогда энергия, которая запасена в активной области, равна

$$E_{SC} = \sum_{n=1}^N \left[\frac{E_J}{2\omega_J} \left(\left(\frac{2\pi D \dot{A}_{xn}}{\Phi_0} + \varphi_n \right)^2 + \left(\frac{2\pi D \dot{A}_{xn}}{\Phi_0} - \varphi_n \right)^2 \right) + E_J \left(\cos \left(\frac{2\pi D A_{xn}}{\Phi_0} + \varphi_n \right) + \cos \left(\frac{2\pi D A_{xn}}{\Phi_0} - \varphi_n \right) \right) + \frac{DL_0 W A_{xn}^2}{8\pi^2} + \frac{DL_0 W}{8\pi} \left(\frac{A_{x,n+1} - A_{x,n}}{L_0} \right)^2 + 2I_n \varphi_n \right], \quad (1)$$

где φ_n – фаза сверхпроводящего мостика, $E_J = \Phi_0 I_c / 2\pi c$ и $\omega_J = (2eI_c / \hbar C)^{1/2}$ – энергия и частота Джозефсона, I_c – критический ток, C – емкость перехода, $\Phi_0 = hc/2e$ – квант магнитного потока.

Первое слагаемое в выражении (1) связано с емкостью джозефсоновских переходов, второе – со свободной энергией барьеров, третье и четвертое – энергия электромагнитного поля, I_n – ток, текущий через n -й мостик.

Рассматривая в (1) лишь члены, содержащие фазу φ_n , можно записать гамильтониан отдельного сверхпроводящего мостика в виде

$$\hat{H}_n = -\frac{E_J}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \varphi_n} \right)^2 - 2(E_J \cos \varphi_n - I_n \varphi_n) + \hat{V}_n, \quad (2)$$

$$\hat{V}_n = 2E_J (1 - \cos a_n) \cos \varphi_n, \quad (3)$$

где $a_n = 2\pi D A_{xn} / \Phi_0$ – безразмерный векторный потенциал. Первые два слагаемых в (2) можно интерпретировать как гамильтониан частицы в одномерной яме, взаимодействующей с полем волны (V_n – оператор взаимодействия). Предполагая температуру достаточно низкой, можно рассматривать лишь два нижних энергетических уровня в этой яме, поэтому будем называть (2) гамильтонианом кубита с номером n . Каждый кубит описывается своей волновой функцией ψ_n , являющейся суперпозицией основного $|0\rangle$ и возбужденного состояний $|1\rangle$ (энергия последнего равна ε). Используя (1), можно получить уравнение для поля волны в области $1 \leq n \leq N$:

$$\ddot{a}_n - v^2 (a_{n+1} + a_{n-1} - 2a_n) + \chi \sin a_n = 0, \quad (4)$$

$$v^2 = \frac{W\Phi_0^2}{32\pi^3 L_0 D} \left(\frac{E_J}{\omega_J} + \frac{\Phi_0^2 L_0 W}{32\pi^2 c^2 D} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$\chi = E_J \langle \psi_n | \cos \varphi_n | \psi_n \rangle \left(\frac{E_J}{\omega_J} + \frac{\Phi_0^2 L_0 W}{32\pi^2 c^2 D} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Уравнение для волны в областях $n \leq 0$ и $n > N$ получается из (4), если положить $\chi = 0$. Важно отметить, что как следует из (6), распространение волны в активной области будет определяться квантовым состоянием, в котором находятся кубиты. Рассмотрим прохождение слабой электромагнитной волны ($a \ll 1$), через активный участок волноводной линии (рис. 2).

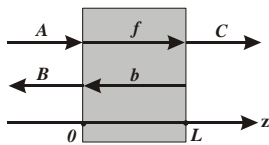


Рис. 2. Серым цветом изображена активная среда $0 < z < L$, в областях $z < 0$ и $z > L$ – пассивная среда. A – падающая волна, B – отраженная волна, C – прошедшая волна, f и b описывают поле внутри активной среды

Будем полагать $\chi = \chi_0 = \text{const}$, тогда волновое уравнение в активной области имеет вид

$$\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} - \tilde{v}^2 \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} = -\chi_0 \left(1 - \frac{1}{6} a^2 \right) a, \quad (7)$$

которое получено из (4) для непрерывного случая и разложением $\sin a$ в ряд до кубических членов,

$\tilde{v} = vL_0$. В этом случае выражение для коэффициента прохождения через активную область $T = |C|^2/|A|^2$ имеет вид

$$T = \frac{t^4 q^2 / k^2}{\left| 1 - r^2 \exp \left(i \left(2qL + 3 \frac{\chi_0}{4q\tilde{v}^2} \frac{k^2 (1+r^2)}{q^2 t^2} T |A|^2 L \right) \right) \right|^2} t = \frac{2k}{k+q}, \quad r = \frac{k-q}{k+q}, \quad q = \sqrt{k^2 - \chi_0 / \tilde{v}^2}, \quad k = \frac{\omega}{\tilde{v}}. \quad (8)$$

Зависимость коэффициента прохождения T от частоты ω приведена на рис. 3. Пики резонансов являются асимметричными, что дает возможность для детектирования состояния отдельных кубитов в активной среде, поскольку небольшое изменение в значении χ_0 (зависящее от квантового состояния кубита) будет вызывать значительное изменение в коэффициенте прохождения через всю среду (сравните точку 1 и точку 2 на рис. 3). На рис. 3 видно, что при одной и той же частоте падающего импульса $\omega = 0.23\omega_J$ коэффициент прохождения заметно ниже для случая $\chi_0 = 0.044\omega_J^2$ (пунктир) по сравнению с $\chi_0 = 0.04\omega_J^2$ (сплошная линия). Это подтверждается численным моделированием прохождения импульса через активную область с различными значениями параметра χ_0 .

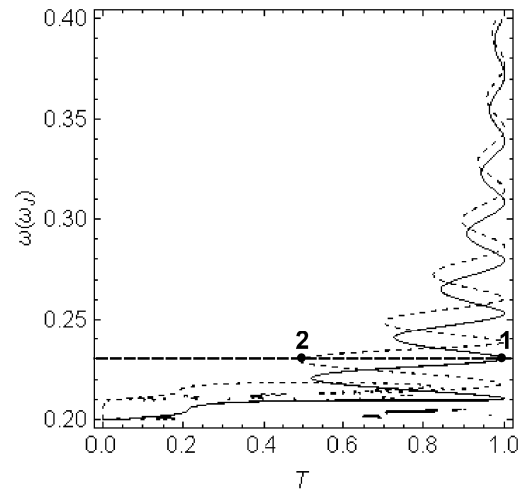


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения T через среду, содержащую джозефсоновские переходы, от частоты ω

Работа поддержана грантами РНП 2.1.1.2686 и РФФИ (№ 11-07-00412-а, 11-02-00926-а, 09-02-97059-а).

1. V.M. Agranovich, Y.R. Shen, R.H. Baughman, and A.A. Zakhidov, Phys. Rev. B **69**, 165112 (2004).
2. A.A. Zharov, I.V. Shadrivov, and Yu.S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **91**, 037401 (2003).
3. G. Shvets, Phys. Rev. B **67**, 035109 (2003).
4. B.G. Veselago, УФН **173**, с.790 (2003).
5. C.G. Du, H.Y. Chen, and S.Q. Li, Phys. Rev. B **74**, 113105 (2006).
6. N. Lazarides, G.P. Tsironis, Appl. Phys. Lett. **90**, 163501 (2007).
7. A.L. Rakhmanov, A.M. Zagoskin, S. Savel'ev, and F. Nori, Phys. Rev. B **77**, 144507 (2008).

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Разумов В.Ф.</i> Молекулярная электроника – проблемы и перспективы	5
<i>Pisarev R.V.</i> Ultrafast magnetization dynamics in metals and insulators	9
<i>Батурина Т.И., Миронов А.Ю., Винокур В.М., Щелкачёв Н.М., Насимов Д.А., Латышев А.В.</i> Переход сверхпроводник – изолятор и макроскопические когерентные явления в наноперфорированных плёнках нитрида титана	10
<i>Кошелец В.П., Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., Калашиников К.В., Киселев О.С., Кинев Н.В., Токпанов Ю.С., Торгашин М.Ю., Филиппенко Л.В., Худченко А.В., Вакс В.Л., Приползин С.И.</i> Сверхпроводниковые интегральные приемники ТГц диапазона: разработка и применения	11
<i>Двуреченский А.В., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В.</i> Спиновые состояния электронов в ансамбле туннельно-связанных квантовых точек	15
<i>Квон З.Д., Козлов Д.А., Ткаченко В.А., Ткаченко О.А., Латышев А.В.</i> Квазиклассический и квантовый транспорт в латеральных наноструктурах на основе высокоподвижного ДЭГ	19
<i>Быков В.А.</i> Возможности кластерного оборудования для создания и исследования приборов нанoeлектроники	23
<i>Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Коротковолновая оптика дифракционного качества: изучение, изготовление и применение	27
<i>Орликовский А.А., Вьюрков В.В., Лукичев В.Ф., Руденко К.В.</i> Физико-технологические проблемы создания интегральных схем с минимальными размерами в глубокой суб-100 нм области	31
<i>Латышев А.В.</i> Сканирующая зондовая микроскопия и технологии создания функциональных наноструктур	34
<i>Ларионов А.В., Секретенко А.В., Ильин А.И.</i> Управление спиновой релаксацией электронов в широкой GaAs-квантовой яме с помощью внешнего латерально локализирующего электрического поля	38
<i>Лобанов С.В., Weiss T., Gunnius H.A., Konishi K., Kuwata-Gonokami M., Тиходеев С.Г.</i> Управление поляризацией излучения квантовых точек при помощи слоя хирального фотонного кристалла	40
<i>Mourokh L.G., Bird J.P.</i> Localized state in a quantum point contact: Fano resonance and 0.7-anomaly	42
<i>Бухараев А.А.</i> Создание и исследование методами СЗМ магнитных наноструктур	44
<i>Титков А.Н.</i> Влияние поверхностных состояний на электрические свойства полупроводниковых нитевидных кристаллов: изучение методами AFM/EFM	46
<i>Зотов А.В., Грузнев Д.В., Матецкий А.В., Саранин А.А.</i> Фуллерены на реконструированных поверхностях кремния	48
<i>Пашкин Ю.А., Кафанов С., Пекола Ю.П., Мауси В.Ф., Кемптинен А., Саура О.-П., Цай Дж.Ш.</i> Стандарт электрического тока на основе счёта одиночных электронов	50
<i>Гольцман Г.Н.</i> Сверхпроводниковые счетчики ИК-фотонов, терагерцовые смесители и детекторы на основе ультратонкой пленки NbN	52
<i>Денисенко М.В., Сатанин А.М.</i> Многофотонные раби-осцилляции в системе взаимодействующих джозефсоновских кубитов	54
<i>Богданов Ю.И., Нуянзин С.А.</i> Статистический контроль качества квантовых вентиляей на основе сверхпроводниковых фазовых кубитов	56
<i>Кленов Н.В., Корнев В.К., Шарафиев А.В., Бакурский С.В.</i> Описание эволюции состояния «джозефсоновских атомов» в рамках информационной интерпретации квантовой механики	58
<i>Ежеский А.А., Попков С.А., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Кузнецов О.А., Шенгуров В.Г., Денисов С.А.</i> Исследование спектров электронного спинового резонанса в SiGe/Si гетерослоях, легированных фосфором	60
<i>Черничкин В.И., Добровольский А.А., Касьян В.А., Никорич А.В., Бельков В.В., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Дашевский З.М., Ганичев С.Д., Хохлов Д.Р.</i> Терагерцовая фотопроводимость и новый тип локальных состояний в легированных сплавах на основе теллурида свинца	62

<i>Блохин С.А., Гордеев Н.Ю., Карачинский Л.Я., Кочаровская Е.Р., Кочаровский Вл.В., Кукушкин В.А., Новиков И.И.</i> Предельные длительность и мощность импульсов сверхизлучающих лазеров на многослойных гетероструктурах с субмонослойными квантовыми точками	64
<i>Бурбаев Т.М., Новиков А.В., Сибельдин Н.Н., Скориков М.А., Шепель Д.В.</i> Люминесценция электронно-дырочной жидкости и биэкситонов в квазидвумерных SiGe-слоях кремниевых гетероструктур в видимой области спектра	66
<i>Якунин М.В., Суслов А.В., Подгорных С.М., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Подавление совпадений магнитных уровней в наклонных магнитных полях в квантовой яме HgTe как следствие электронных фазовых переходов в режиме квантового эффекта Холла	68
<i>Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Leadley D.R.</i> Применение бесконтактных акустических методов для исследования параметров и механизмов проводимости гетероструктур ..	70
<i>Долгополов В.Т.</i> Электрон-электронное взаимодействие при туннелировании в двумерную электронную систему	72
<i>Fomin V.M., Kratzer P., Nika D.L., Pokatilov E.P., Balandin A.A., Rastelli A., Schmidt O.G.</i> Thermoelectric transport in superlattices of semiconductor quantum dots	74
<i>Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никитин М.В., Зайцев-Зотов С.В., Насретдинова В.Ф.</i> Высокочастотные свойства и квантование состояний в наноразмерных проводниках с волной зарядовой плотности	76
<i>Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М.</i> Температурный переход металл – диэлектрик, индуцируемый флуктуациями магнитного потенциала в полупроводнике с магнитными примесями	78
<i>Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Карзанов В.В., Сапожников М.В., Грибков Б.А., Гусев С.Н., Левчук С.А., Тронов А.А.</i> Наноразмерные слоистые структуры на основе ферромагнитных полупроводников и сплавов Гейслера	79
<i>Патрин Г.С., Яковчук В.Ю., Великанов Д.А., Патрин К.Г., Яриков С.А.</i> Исследование межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi	81
<i>Чжан А.В., Патрин Г.С., Середкин В.А., Кипарисов С.Я., Пальчик М.Г., Буркова Л.В.</i> Магнитные и магнитооптические свойства наноразмерных пленок Co-P, полученных химическим осаждением	83
<i>Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Храмов Р.А., Чхало Н.И.</i> Развитие шероховатости сверхгладких поверхностей при ионно-пучковом травлении	85
<i>Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Барышева М.М., Полковников В.Н., Чхало Н.И.</i> Послойный элементный анализ многослойных структур Cr/Sc, Cr/Si и Mg ₂ Si/Si методом ВИМС	87
<i>Буцуев В.А., Самойлова Л.</i> Монохроматизация фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах с использованием квазизапрещенных брэгговских отражений от многослойных периодических структур	89
<i>Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Платонов Ю.Я., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Проблема аттестации сверхгладких поверхностей для изображающей рентгеновской оптики	91
<i>Савельев И.С., Савельев С.К.</i> САЕ-САИ-САМ-система поддержки производства оптических компонентов рентгеновской оптики	93
<i>Мельников М.Ю., Храпай В.С.</i> Экспериментальное исследование влияния электрон-электронного рассеяния на сопротивление наносужения в двумерном газе	95
<i>Оболенский С.В.</i> Физико-топологическое моделирование транспорта электронов в гетеронаноструктурах диодов и транзисторов при радиационном воздействии	97
<i>Попов В.Г., Макаровский О.Н., Eaves L., Henini M.</i> Туннельная спектроскопия поляронных состояний в GaAs квантовых ямах в ультраквантовом магнитном поле	99
<i>Дроздов М.Н., Востоков Н.В., Данильцев В.М., Демидов Е.В., Дроздов Ю.Н., Хрыкин О.И., Шашкин В.И.</i> Элементный состав и транспортные свойства гетероструктур AlGaIn:Si с двумерным электронным каналом, выращенных методом МОГФЭ	101
<i>Комиссарова Т.А., Драченко О., Жмерик В.Н., Wang X., Yoshikawa A., Иванов С.В.</i> Вклад поверхностного и интерфейсного слоев в проводимость InN	103

<i>Шикин А.М., Рыбкин А.Г., Марченко Д.Е., Варыхалов А., Радер О.</i> Графен. Синтез, электронная и спиновая структура.....	105
<i>Винников Л.Я., Радаев А.В., Вещунов И.С., Трошина А.Г., Liu Y., Lin C.T., Boris A.</i> Вихревая структура в монокристаллах FeTeSe.....	107
<i>Бобков А.М., Бобкова И.В.</i> Изменение типа спаривания вблизи поверхности для двухзонного s_{\pm} -сверхпроводника и его влияние на глубину проникновения магнитного поля	109
<i>Латышев Ю.И., Орлов А.П., Монсо П., Эскоффиер В.</i> Тонкий графит в ультраквантовых магнитных полях.....	111
<i>Фальковский Л.А.</i> Универсальная и анизотропная проводимость в графеновом семействе.....	113
<i>Волков В.А., Загороднев И.В.</i> Эффекты типа Аронова – Бома для дираковских электронов	115
<i>Демиховский В.Я.</i> «Шредингеровский кот» в графене: мезоскопическая модель.....	116
<i>Chulkov E.V., Eretneev S.V., Menshikova T.V., Vergniory M., Bihlmayer G., Koroteev Yu.M., Henk J., Ernst A.</i> Electronic structure of topological insulators: theory and experiments	118
<i>Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Рыжый В.И.</i> Терагерцовые поверхностные плазменные волны в оптически накачиваемых структурах с графеном.....	119
<i>Ropov V.V., Fateev D.V., Otsuji T., Meziani Y.M., Coquillat D., Knap W.</i> Plasmonic detection of terahertz radiation in a double-grating-gate transistor structure with an asymmetric unit cell	121
<i>Принц В.Я.</i> Физика и практические применения графена и гибридных наноструктур на его основе.....	123
<i>Бекин Н.А., Козлов Д.В.</i> Квантово-каскадный лазер на примесно-зонных переходах в селективно-легированных сверхрешётках Ge/GeSi p -типа	125
<i>Рыльков В.В., Аронзон Б.А., Николаев С.Н., Тугушев В.В., Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Веденеев А.С., Carpara S.</i> Аномальный эффект Холла и высокотемпературный ферромагнетизм $Si_{1-x}Mn_x$ -слоев с высоким содержанием Mn ($x \approx 0.35$).....	127
<i>Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Кудрин А.В., Вихрова О.В., Планкина С.М., Дунаев В.С., Нежданов А.В., Дроздов Ю.Н., Сапожников М.В.</i> Магнитный полупроводник (Ga,Mn)Sb как перспективный материал для приборов спинтроники	129
<i>Паришин А.С.</i> Количественный анализ полупроводниковых и магнитных наноструктур в спектроскопии сечения неупругого рассеяния электронов.....	131
<i>Акимов И.А., Астахов Г.В., Джисоев Р.И., Корнев В.Л., Кусраев Ю.Г., Жуков Е.А., Яковлев Д.Р., Байер М.</i> Спиновая релаксация в GaAs с магнитными примесями	133
<i>Демисhev С.В., Чернобровкин А.Л., Глушков В.В., Григорьева А.В., Гудилин Е.А., Ищенко Т.В., Ота Х., Случанко Н.Е., Самарин Н.А., Семенов А.В.</i> Аномальный магнетизм наноматериалов на основе оксида ванадия	135
<i>Демисhev С.В., Чернобровкин А.Л., Глушков В.В., Ищенко Т.В., Кузнецов А.В., Случанко Н.Е., Самарин Н.А., Семенов А.В., Балахонов С.В., Чурагулов Б.Р., Гудилин Е.А.</i> Магнитные свойства VO_x -аэрогеля	137
<i>Пунегов В.И., Рошупкин Д.В.</i> Влияние частоты ультразвука на процесс многоволнового рассеяния рентгеновских лучей от динамической поверхностной решетки	139
<i>Ахсаханян А.А., Ахсаханян А.Д., Волгунов Д.Г., Зорина М.В., Клюенков Е.Б., Касьяков А.И., [Кузнецов М.И.], Нефедов И.М., Салащенко Н.Н., Харитонов А.И.</i> Применение реактивного ионно-лучевого травления для коррекции формы рентгеновских зеркал.....	141
<i>Рошупкин Д.В., Иржак Д.В., Плотицына О.А., Фахртдинов Р.Р., Бузанов О.А., Сергеев А.П.</i> Пьезоэлектрический кристалл $Ca_3TaGa_3Si_2O_{14}$: синтез, структурное совершенство, пьезоэлектрические и акустические свойства	143
<i>Булгакова С.А., Джонс М.М., Киселева Е.А., Скороходов Е.В., Пестов А.Е., Лопатин А.Я., Гусев С.А., Лучин В.И., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н.</i> Влияние химического строения (co)полимеров-резистов на их чувствительность к радиационному излучению	145
<i>Гаязов Р.Р., Кошелев К.Н., Кривцун В.М., Шewelъко А.П., Якушев О.Ф.</i> Количественная ВУФ-спектроскопия плазменных источников излучения для проекционной литографии.....	147
<i>Иконников А.В., Ластовкин А.А., Спирик К.Е., Жолудев М.С., Маремьянин К.В., Антонов А.В., Алёшкин В.Я., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе соединений HgTe/CdTe	149

<i>Спирин К.Е., Жолудев М.С., Антонов А.В., Румянцев В.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Терагерцовая фотопроводимость в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами	151
<i>Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Винниченко М.Я., Зерова В.Л., Мелентьев Г.А., Машко М.О., Shterengas L., Kipshidze G., Belenky G.</i> Влияние оже-рекомбинации на время жизни неравновесных носителей заряда в структурах с квантовыми ямами InGaAsSb/AlGaAsSb.....	153
<i>Шалыгин В.А., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Софронов А.Н., Мелентьев Г.А., Винниченко М.Я., Лундин В.В., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф.</i> Эмиссия терагерцового излучения из селективно легированных гетероструктур AlGaIn/GaN при разогреве двумерных электронов электрическим полем.....	155
<i>Козлов Д.В., Иконников А.В., Спирин К.Е., Гавриленко В.И., Drachenko O., Schneider H., Helm M. and Wosnitza J.</i> Циклотронный резонанс и спиновая релаксация дырок в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами	157
<i>Бельков В.В., Терентьев Я.В., Ганичев С.Д.</i> Фотогальванические эффекты в наноструктурах при воздействии СВЧ-излучения.....	159
<i>Андрюшечкин Б.В.</i> Самоорганизация атомов хлора и хлоридных структур на поверхности Au(111)	160
<i>Терехов А.С.</i> Полупроводниковые фотоэммитеры с эффективным отрицательным электронным сродством: пример «прикладной нанотехнологии»	162
<i>Tagirov L.R., Deminov R.G., Nedopekin O.V., Fominov Ya.V., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu. Golubov A.A.</i> Control of superconductivity by F ₁ /N/F ₂ spin valve	164
<i>Bobkova I.V., Bobkov A.M.</i> Influence of the spin-dependent quasiparticle distribution on the Josephson current through a ferromagnetic weak link	165
<i>Mel'nikov A.S., Samokhvalov A.V., Buzdin A.I.</i> FFLO states and quantum oscillation effects in mesoscopic superconductors and superfluid ultracold Fermi gases.....	167
<i>Мельников А.С., Самохвалов А.В.</i> Микроскопический сценарий депиннинга вихрей с протяженных дефектов: критерий Ландау для определения тока депиннинга	169
<i>Миляев М.А., Наумова Л.И., Криницина Т.П., Банникова Н.С., Проглядо В.В., Устинов В.В.</i> Гигантские изменения магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток CoFe/Cu при субнанометровой вариации толщины буферного слоя хрома	171
<i>Волков Н.В., Еремин Е.В., Тарасов А.С., Рауцкий М.В., Варнаков С.Н., Овчинников С.Г.</i> Магнитные туннельные и гибридные структуры в геометрии «ток в плоскости»	173
<i>Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А., Каретникова И.Р., Климов А.Ю., Нефедов И.М., Рогов В.В., Фраерман А.А., Шерешевский И.А.</i> Магнитные туннельные контакты	175
<i>Давыденко А.В., Иванов Ю.П., Чеботкевич Л.А.</i> Магнитные и магниторезистивные свойства эпитаксиальных пленок Co/Cu/Co на Si(111).....	176
<i>Суворов Э.В., Смирнова И.А.</i> Тонкая структура прямого изображения дислокаций в методах секционной топографии и его природа	178
<i>Кузин С.В., Иванов Ю.С., Шестов С.В., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н.</i> Применение элементов рентгеновской оптики в космических экспериментах	180
<i>Слемзин В.А., Кузин С.В., Перцов А.А., Митрофанов А.В.</i> Анализ факторов, влияющих на качество изображения солнечных телескопов ВУФ-диапазона с многослойной оптикой	182
<i>Вишняков Е.А., Лугинин М.С., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н.</i> Широкополосные многослойные зеркала нормального падения в областях $80 <\lambda < 130$ и $80 <\lambda < 160$ Å	184
<i>Алексеев А.Н., Красовицкий Д.М., Петров С.И., Чалый В.П.</i> Гетероструктуры в системе AlGaIn с высоким структурным совершенством, полученные методом МЛЭ	186
<i>Костюк А.Б., Федонин М.П., Белов А.И., Шенина М.Е., Касаткин А.П., Дудин Ю.А., Гусейнов Д.В., Михайлов А.Н., Рассолова И.С., Карзанов В.В., Демидов Е.С., Тетьельбаум Д.И.</i> Влияние ионного облучения на свойства нанокластеров золота и кремния в диэлектрических матрицах	188
<i>Альперович В.Л., Ахундов И.О., Рудая Н.С., Кожухов А.С., Щеглов Д.В., Латышев А.В., Терехов А.С.</i> Атомное выглаживание поверхностей GaAs в равновесных условиях	190
<i>Цырлин Г.Э., Буравлев А.Д., Самсоненко Ю.Б., Сошников И.П., Шторм И.В., Давыдов В.Ю., Новиков Б.В., Платонов А.В., Кочерешко В.П., Bleuse J., Mariette H.</i> Эпитаксиальный рост и свойства GaAs квантовых точек в AlGaAs-нановискрах.....	192

<i>Корнеев А.А., Корнеева Ю.П., Флоря И.Н., Гольцман Г.Н.</i> Сверхпроводниковый однофотонный детектор среднего инфракрасного диапазона на основе узких параллельных полосок из тонкой плёнки NbN	194
<i>Водолазов Д.Ю., Peeters F.M.</i> "Нагрев" квазичастиц в коротких сверхпроводящих микромостиках, вызванный осцилляциями параметра порядка	196
<i>Семенов А.Д.</i> Сверхпроводниковые детекторы синхротронного излучения	198
<i>Пентин И.В., Смирнов А.В., Рябчун С.А., Гольцман Г.Н., Вакс В.Л., Приползин С.И., Павельев Д.Г.</i> Полупроводниковая сверхрешетка – твердотельный гетеродинный источник терагерцового диапазона	200
<i>Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Шмаенок Л.А.</i> Трансформация состава и структуры свободновисящих Mo/ZrSi ₂ пленок в условиях высокотемпературного отжига в вакууме и водородной атмосфере	202
<i>Горай Л.И., Voronov D.L., Anderson E.H., Cambie R., Cabrini S., Dhuey S., Gullikson E.M., Salmassi F., Warwick T., Yashchuk V.V., Padmore H.A.</i> Сверхвысокочастотные многослойные решетки с блеском на Si для КУФ и МР: последние достижения	204
<i>Шубина Т.В., Гиппиус Н.А., Андрианов А.В., Шалыгин В.А., Жмерик В.Н., Захарьин А.О., Софронов А.Н., Курицын Д.И., Гавриленко Л.В., Красильник З.Ф., Копьев П.С., Иванов С.В.</i> Терагерцовая электролюминесценция поверхностных плазмон-поляритонов в наноструктурированных слоях вырожденных полупроводников	206
<i>Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Курицын Д.И., Сергеев С.М., Лысенко В.Г., Sørensen Claus B.</i> Влияние поперечного электрического поля на экситонную и трионную фотолуминесценцию в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами	208
<i>Морозов С.В., Спиваков А.Г., Крыжков Д.И., Гавриленко В.И., Яблонский А.Н., Курицын Д.И., Гавриленко Л.В., Гапонова Д.М., Sadofyev Yu.G., Samal N.</i> Исследование спектров и кинетики фотолуминесценции гетероструктур с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs в области длин волн 1.2–1.3 мкм	210
<i>Морозов Ю.А., Морозов М.Ю.</i> Управление поляризацией излучения в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором	212
<i>Шамирзаев Т.С., Абрамкин Д.С., Дмитриев Д.В., Гутаковский А.К.</i> Безызлучательный перенос энергии экситонов от непрямозонных к прямозонным InAs квантовым точкам первого рода	214
<i>Мурзина Т.В., Колмычек И.А.</i> Усиление нелинейно-оптических эффектов в композитных плазмонных наночастицах	216
<i>Сапожников М.В., Гусев С.А., Рогов В.В., Левичев М.Ю., Троицкий Б.Б., Хохлова Л.В.</i> Оптические и магнитооптические свойства наногофрированных пленок Co и Ni	218
<i>Морозов А.И., Морозов И.А.</i> Нанодоменное состояние спин-вентильной структуры с антиферромагнитным оксидным слоем	220
<i>Самардак А.С., Огнев А.В., Стеблій М.Е., Чеботкевич Л.А., Ulrichs H., Demidov V.E., Demokritov S.O.</i> Коллективная спин-волновая динамика в связанных магнитных наноструктурах	222
<i>Петров В.Н., Устинов А.Б.</i> Определение спиновой структуры инварных пленок методом спин-поляризованной электронной спектроскопии	224
<i>Пудалов В.М., Шаныгина Т.Е., Пономарев Я.Г., Кузьмичев С.А., Омеляновский О.Е., Садаков А.В., Усольцев А.С., Гизатулин Д.Р., Перваков К.С., Ельцев Ю.Ф., Хлыбов Е.П.</i> "Железные" высокотемпературные сверхпроводники	226
<i>Девятков И.А., Бурмистрова А.В., Карминская Т.Ю.</i> Электронный транспорт в гетероструктурах с межзонным типом спаривания	228
<i>Таланов Ю.И., Салахутдинов Л.Ф., Адачи Т., Хасанов Р.И.</i> Поиск вихревых возбуждений в кристаллах Bi ₂ Sr ₂ Ca _{1-x} Y _x Cu ₂ O _{8+y} выше критической температуры с помощью ЭПР	230
<i>Аладышкин А.Ю., Атаклти Г.В., Гиллийнс В., Нефедов И.М., Шерешевский И.А., Силанек А., Ван де Вондел Й., Кеммлер М., Клейнер Р., Келле Д., Моцалков В.В.</i> Захват вихрей и осцилляции критического тока в мезоскопических сверхпроводящих криотронах	232
<i>Tchernycheva M., Rigutti L., Jacopin G., Luna Bugallo A. de, Julien F.H., Zagonel L.F., Kociak M., Songmuang R., Galopin E., Harmand J.-C.</i> Luminescence, photodetection and transport in wide bangar nanowires	234

<i>Малеев Н.А., Блохин С.А., Кузьменков А.Г., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Шуленков А.С., Сведе-Швец В.Н., Lott J.A., Vimberg D., Леденцов Н.Н., Устинов В.М.</i> Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры и матричные излучатели на их основе.....	236
<i>Стрельчук В.В., Авраменко Е.А., Беляев А.Е., Валах М.Я., Коломыс А.Ф., Мачулин В.Ф.</i> Субмикронные рамановские и люминесцентные исследования широкозонных полупроводниковых наноструктур.....	238
<i>Новиков А.В., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Захаров Н.Д.</i> Особенности формирования смачивающего слоя Ge и зарождения Ge(Si) самоформирующихся наноструктур в многослойных структурах.....	240
<i>Дроздов М.Н., Мурель А.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В.</i> Метод управляемого, селективного легирования кремния и SiGe-гетероструктур сегрегирующими примесями.....	242
<i>Садофьев Ю.Г.</i> Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии	244
<i>Устинов В.М., Цаульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Николаев А.Е., Заварин Е.Е., Закгейм А.Л., Черняков А.Е., Мизеров М.Н., Черкашин Н.А., Hutch M.</i> Монолитные белые светодиоды: подходы, технология, дизайн.....	246
<i>Тимофеев В.А., Никифоров А.И., Ульянов В.В., Туйс С.А., Пчеляков О.П.</i> Критическая толщина 2D–3D-перехода в процессе роста тонких пленок Ge_xSi_{1-x}	248
<i>Арапкина Л.В., Крылова Л.А., Чапнин В.А., Чиж К.В., Шевлюга В.М., Юрьев В.А.</i> Фазовый переход Si(001)-(2×1) ↔ Si(001)-c(8×8), наблюдаемый на чистой поверхности после удаления слоя SiO ₂	250
<i>Rusina G.G., Vitali L., Borisova S.D., Chulkov E.V., Kern Klaus.</i> Inelastic electron tunneling spectroscopy: a route to the identification of the tip-apex structure.....	252
<i>Гришин М.В., Гатин А.К., Харитонов В.А., Шуб Б.Р.</i> Взаимодействие азота с единичными наноразмерными кластерами титана.....	254
<i>Жуков А.А., Гартман В.К., Елисеев А.А.</i> Измерение работы выхода в чистых и допированных углеродных нанотрубках	255
<i>Силкин В.М.</i> Незанятые электронные состояния в графене	257
<i>Moshkalev S.A.</i> Gas sensors based on decorated multi-wall carbon nanotubes	258
<i>Вальков В.В., Коровушкин М.М.</i> Расщепление нижней подзоны и сверхпроводимость 2D-фермионов Хаббарда при сильных межузельных корреляциях	260
<i>Панкратов А.Л., Фролова Е.А., Собакинская Е.А., Вакс В.Л.</i> Особенности разработки шумового нестационарного спектрометра на основе длинного джозефсоновского контакта	262
<i>Гуртовой В.Л., Бурлаков А.А., Ильин А.И., Никулов А.В., Тулин В.А.</i> Исследование возможности самодетектирования квантовых состояний в сверхпроводящих кольцах с асимметричным подключением контактов	264
<i>Гуревич С.А.</i> Новые подходы в фотовольтаике на основе наноструктур кремния	265
<i>Алешкин В.Я., Бабушкина Т.С., Бирюков А.А., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Колесников М.Н., Некоркин С.М.</i> Двухкаскадный лазерный диод, одновременно генерирующий TE ₁ - и TE ₂ -моды с разными длинами волн в непрерывном режиме.....	267
<i>Кудасов Ю.Б., Евланов К.И., Кориунов А.С., Макаров И.В., Маслов Д.А., Платонов В.В., Попов Е.Я., Птицин Б.Г., Селемир В.Д., Филиппов А.В.</i> Установка сильных импульсных магнитных полей для исследования наноструктур.....	269
<i>Буравлев А., Цырлин Г., Романов В., Баграев Н., Брилинская Е., Лебедева Н., Новиков С., Lipsanen H., Дубровский В.</i> Магнитные нановискеры на основе MnP и (GaMn)As	270
<i>Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А.</i> Роль слоя широкозонного полимера для существования переключения проводимости в вентильной структуре	272
—————	
<i>Беспалов А.А., Мельников А.С.</i> Анизотропия сопротивления вихревого состояния сверхпроводника	274
<i>Гельман А.И., Сатанин А.М., Ashhab S., Nori F.</i> Бифуркации в нелинейном диссипативном осцилляторе и квантовые измерения состояния кубита.....	276

<i>Бурлаков А.А., Гуртовой В.Л., Никулов А.В., Тулин В.А.</i> Измерения зависимостей от магнитного поля критического тока и выпрямленного напряжения системы из двух асимметричных сверхпроводящих колец разного диаметра	278
<i>Гуртовой В.Л., Тулин В.А.</i> Стратегия разработки сверхпроводящего кубита с большим временем декогеренции	280
<i>Денисенко М.В., Сатанин А.М.</i> Квантовый контроль джозефсоновских кубитов бигармоническим полем	281
<i>Ищенко Т.В., Божко А.Д., Катаева Е.А., Демисев С.В.</i> Холловская асимметрия в гетерогенных средах с нанонеоднородностями	283
<i>Кузнецов В.И.</i> Нелокальное напряжение в сверхпроводящей мезоскопической структуре	285
<i>Кузнецова С.М., Мельников А.С., Буздин А.И.</i> Джозефсоновский ток в баллистическом SFS-контакте с доменными стенками	287
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.</i> Технология изготовления пассивных устройств ВЧ- и СВЧ-диапазонов на основе пленок высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO. Параметры тестовых элементов	288
<i>Mel'nikov A.S., Buzdin A.I., Pugach N.G.</i> Domain walls and long-range triplet correlations in SFS Josephson junctions	290
<i>Миронов С.В.</i> Транспортные свойства гибридных систем сверхпроводник-ферромагнетик в режиме доменной сверхпроводимости	292
<i>Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Колмакова И.В., Земляков К.Н., Туральчук П.А.</i> Полосовые СВЧ-фильтры на пленках высокотемпературного сверхпроводника YBCO	294
<i>Путилов А.В., Миронов С.В., Савинов Д.А., Нефедов И.М., Шерешевский И.А., Аладышкин А.Ю.</i> Локализованная сверхпроводимость и критические токи в мезоскопических планарных структурах сверхпроводник – ферромагнетик	296
<i>Ревин Л.С., Панкратов А.Л.</i> Оптимизация параметров фазового кубита в режиме быстрого импульсного считывания	298
<i>Рыжов Д.А., Позднякова В.И., Нефёдов И.М., Шерешевский И.А., Аладышкин А.Ю.</i> Анизотропия критического тока системы мезоскопический сверхпроводник – цепочка магнитомягких диполей	300
<i>Савинов Д.А.</i> Равновесная структура вихревых линий в тонких пленках анизотропных сверхпроводников	301
<i>Смирнов А.А., Аладышкин А.Ю.</i> Зарождение сверхпроводимости в магнитомягких двухслойных структурах сверхпроводник – ферромагнетик	303
<i>Смирнов К.В., Вахтомин Ю.Б., Дивочий А.В., Смирнов А.В., Ожегов Р.В., Пентин И.В., Сливинская Е.В., Гольцман Г.Н.</i> Однофотонная приемная система диапазона 1.3–1.55 мкм для корреляционных измерений	305
<i>Соловьев И.И., Корнев В.К., Шарафиев А.В., Кленов Н.В., Муханов О.А.</i> Цепочки би-сквидов и параллельных СКИФ-структур для построения активных электрически малых антенн	307
<i>Финкель М.И., Третьяков И.В., Рябчун С.А., Масленникова А.В., Каурова Н.С., Лобастова А., Воронов Б.М., Гольцман Г.Н.</i> Малошумящий широкополосный терагерцовый NbN-смеситель на эффекте электронного разогрева	309
<i>Силаев М.А., Хаймович И.М.</i> Исследование магнитного резонанса в вихрях в сверхтекущем гелии-3 В	311
<i>Мельников А.С., Хаймович И.М., Шерешевский И.А., Щелкачёв Н.М.</i> Кондактанс сверхпроводящих гибридных структур на основе графена в квантовых магнитных полях	313
<i>Швецов А.В., Сатанин А.М., Гельман А.И.</i> Электромагнитные волны в квантовых метаматериалах на основе волноводных линий с встроенными джозефсоновскими переходами	314

Научное издание

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XV международного симпозиума

В двух томах

Т о м 1

Оригинал-макет подготовлен Редакционно-издательской группой
Института прикладной физики РАН

Редакторы-корректоры *Н. Н. Кралина, И. А. Кокорина*
Верстка *М. В. Башевой, Н. Н. Кралиной, А. А. Маховой*
Технический редактор *Д. П. Семенова*
Обложка *С. В. Кротовой*

Бумага Data Copy.

Усл. печ. л. 40,5. Уч.-изд. л. 37,6. Тираж 300 экз. Заказ № 14(2011).

Отпечатано на ризографе в Институте прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46