

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Труды XXIV Международного
симпозиума**

10–13 марта 2020 г., Нижний Новгород

Том 2

Секции 3, 5

Нижний Новгород
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского
2020

УДК 538.9
ББК 22.37; 22.33
Н-25

Нанозифика и нанозлектроника. Труды XXIV Международного симпозиума (Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского государственного университета, 2020. — 505 с.

ISBN 978-5-91326-587-6

Организаторы

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

Сопредседатели Симпозиума

С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
З.Ф. Красильник, член-корр. РАН, ИФМ РАН

Учёный секретарь Симпозиума

В.В. Румянцев, к.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

В.В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И.С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черногловка;
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	ООО «НТ-МДТ», Москва
В.А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 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
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
А.В. Латышев, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
А.С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
В.Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
С.А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
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.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногловка
Ю.А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А.А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород
Д.Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва
А.В. Чаплик, академик	ИФП СО РАН, Новосибирск
Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н.	ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Н.И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н.Новгород

Организационный комитет

В.Г. Беллюстина	ИФМ РАН, Н. Новгород
М.В. Зорина	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.В. Иконников, к.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д.А. Камелин	ИФМ РАН, Н. Новгород
Р.С. Малофеев	ИФМ РАН, Н. Новгород
С.В. Морозов, к.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.Н. Садова	ИФМ РАН, Н. Новгород
П.М. Марычев	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Копасов	ИФМ РАН, Н. Новгород
Е.А. Архипова	ИФМ РАН, Н. Новгород

ISBN 978-5-91326-587-6

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2020
© Институт физики микроструктур
РАН, 2020

Симпозиум проводится при поддержке



Российской академии наук, ras.ru



Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, unn.ru



Российского фонда фундаментальных исследований (№20-02-20025), rfbr.ru

Генеральный спонсор симпозиума



Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru

Спонсоры симпозиума

**КРИОГЕННЫЕ
ПРИБОРЫ**

ООО "Криогенные приборы",
cryopribor.ru



ООО "Промэнерголаб", czl.ru

"НАУКА"
Центр Технического Сопровождения

ООО «ЦТС «НАУКА»», cts-nauka.ru,
www.nauka-shop.ru



ООО "Компания "АЗИМУТ
ФОТОНИКС", azimp.ru



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус», specs-tii.ru



ООО «МИВАТЭК», mivatek.ru



Ostec Corporate group,
ostec-instruments.com



Официальный дистрибьютор
NanoMagnetics Instruments Ltd. в РФ
ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru,
ilpa-tech.ru



АО «Завод ПРОТОН (МИЭТ)»,
z-proton.ru



ООО «Группа Ай-Эм-Си»,
imc-systems.ru



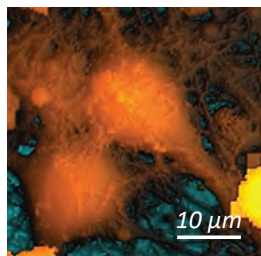
NTEGRA Marlin

Новейшая АСМ-Раман-СМИП система для биологических и локальных электрохимических исследований

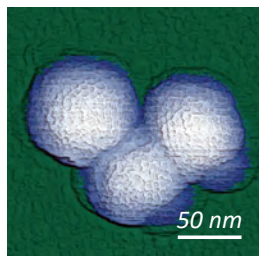
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



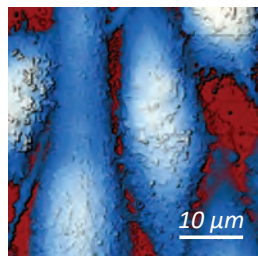
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



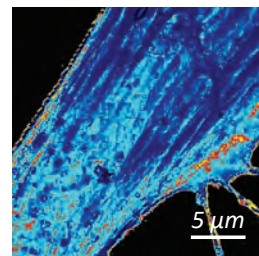
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РС3 предстательной железы человека

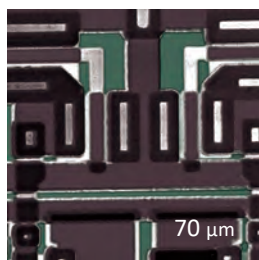


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. $E=2 Pa..3,4 MPa$

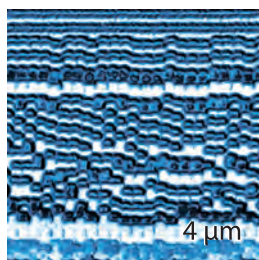
VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большеразмерных образцов

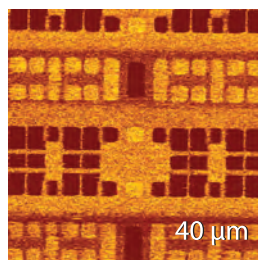
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большеразмерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур



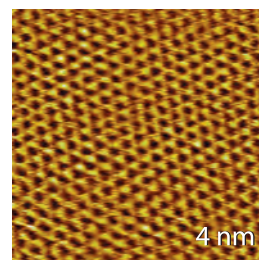
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный потенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

ООО «Криогенные приборы» – это торгово-производственная компания, работающая в сфере производства и поставок научного оборудования для лабораторий и производства уже более 10 лет. Наличие большого количества технических специалистов позволяют понимать потребности наших пользователей и предлагать не только стандартные, но и уникальные решения. В настоящее время «Криогенные приборы» имеет собственные производственные мощности, расположенные на площади более 700 м², и более 20 сотрудников.

Основным направлением деятельности компании является **производство криостатов для научных исследований**. Также мы имеем опыт в создании сверхпроводящих магнитов, криогенных вакуумных камер, переливных устройств. Кроме того, мы занимаемся поставками различного научного лабораторного и полупромышленного оборудования.

Направления деятельности и поставляемое оборудование



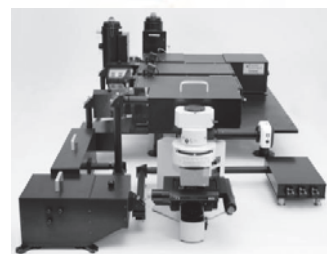
- Разработка и производство криостатов и сверхпроводящих магнитных систем для научных исследований (в т.ч. нестандартных), а также доработка криостатов, имеющихся у пользователей;
- Криостаты растворения производства **BlueFors Cryogenics**, а также криостаты для работы в диапазоне от 0.3 до 1К собственного производства;
- Криогенные рефрижераторы на цикле Гиффорда-МакМагона (**Cryomech, Sumitomo**), пульсационная труба (**Cryomech**), Стирлинга (**Ricor**) и другие;
- Оборудование **LakeShore Cryotronics** для измерения и контроля температуры и магнитного поля, в т.ч. при гелиевых температурах;
- Аналитическое оборудование **LakeShore Cryotronics**: вибрационные магнетометры, криогенные зондовые станции и системы измерения Холловского тока;



- Генераторы жидкого азота: офисные (**MMR Technologies**), лабораторные (**Cryomech**), полупромышленные (**Striling Cryogenics, Chenrui**);
- Ожигатели гелия производства **Cryomech** и **Linde**, а также системы сбора газообразного гелия;
- Оборудование **attocube systems AG** для измерения уровня смещений и вибраций, а также нанопозиционеры с пьезоприводом, в т.ч. криогенные;
- Сканирующие зондовые микроскопы для исследований при криогенных температурах от **attocube systems AG**, использующие такие методики измерения образцов, как AFM, MFM, STM, SHPM, CFM;
- Высокопроизводительные спектрометры комбинационного рассеяния MonoVista и Trivista от **S&I Spectroscopy & Imaging**, работающие в спектральном диапазоне от УФ до ближнего ИК;



- Синхронные усилители, анализаторы импеданса, генераторы сигналов произвольной формы и оборудование для работы с кубитами от **Zurich Instruments**;



- Сосуды Дьюара азотные и гелиевые, газификаторы, криогенные передающие линии, вакуумное оборудование, криогенная арматура и другие аксессуары для криогенной техники;
- Оптические компоненты, полупроводниковые подложки и кристаллы, сцинтилляторы;
- Инфракрасные спектрометры от **ARC Optix** и квантово-каскадные лазеры **Alpes Lasers**;
- Мощные одночастотные лазеры для атомного охлаждения и голографии от **Azurlight Systems**;
- Кремниевые фотоумножители от **КЕТЕК**, решения для NDIR газоанализа от **Micro-Hybrid**.

Возможна работа по поставке оборудование под заказ!

"НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

Научное и лабораторное
оборудование
Консультация, поставка, сервис

ООО «ЦТС «НАУКА», 129626, г. Москва, Проспект Мира, 106. Тел: +7 (495) 669-39-72
Web-sites: www.cts-nauka.ru, www.nauka-shop.ru E-mail: mail@scientific-technology.ru

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» занимается поставкой и обслуживанием научного оборудования для научных и аналитических лабораторий. Компания образована в 2012 году. За 8 лет работы поставлено более 200 приборов по всей России. Помимо основных категорий поставляемого оборудования, наша компания готова выполнить поставку нестандартных установок, изготавливаемых под заказ.

1. Хроматографы производства Agilent Technologies и Thermo Scientific, расходные материалы к ним:

- газовые (ГХ) и высокоэффективные жидкостные хроматографы (ВЭЖХ);
- хроматографические системы с масс-детекторами

2. Оборудование для молекулярной спектроскопии:

- ИК-Фурье спектрометры (в том числе портативные и компактные) производства Agilent и Shimadzu;
- УФ-Вид-БЛИК спектрофотометры (как для рутинных измерений, так и исследовательского класса) производства Agilent и Shimadzu
- Спектрофлуориметры производства Agilent Technologies, Horiba Scientific



3. Системы для атомной спектроскопии всех типов:

- атомно-абсорбционные спектрометры производства Agilent Technologies;
- атомно-эмиссионный спектрометр с микроволновой плазмой производства Agilent Technologies;
- оптико-эмиссионный спектрометр с ИСП производства Agilent Technologies;
- ИСП и ИСП-МС производства Agilent Technologies;
- системы лазерной абляции производства ESI.

4. Стандартные растворы и расходные материалы для ААС, МП-АЭС, ИСП, ИСП-МС, элементного анализа, ГХ, ВЭЖХ и других методов для оборудования основных производителей.

5. Системы микроволнового и термического разложения для ИСП, ИСП-МС и ААС производства SCP Science и Analab.

6. Реагенты и стандартные образцы производства Sigma Aldrich, LGC, TRC, Witega, Chiron.



7. Изотопные и газовые анализаторы производства Los Gatos Research:



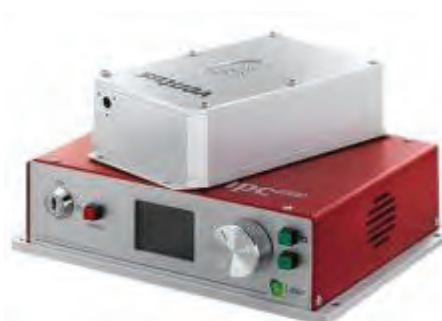
- Анализаторы изотопного состава CO_2 , N_2O , CH_4 , H_2O , винных продуктов;
- Стационарные анализаторы газов NO_2 , C_2H_2 , $\text{N}_2\text{O}/\text{CO}$, NH_3 , H_2O , HCl/HF , NO/CO_2 , $\text{H}_2\text{S}/\text{NH}_3$, а также природного газа и промышленных выбросов;
- Портативные анализаторы газов C_2H_2 , $\text{H}_2\text{S}/\text{NH}_3$, $\text{CH}_4/\text{H}_2\text{O}$, $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$, HCl/HF , $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$, $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$, $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$, $\text{HF}/\text{H}_2\text{O}$, а также природного газа и промышленных выбросов.

8. Центрифуги для нанесения тонких пленок на подложку производства Ossila и Laurell Technologies.

9. Аксессуары для оптических лабораторий производства Thorlabs, Inc.

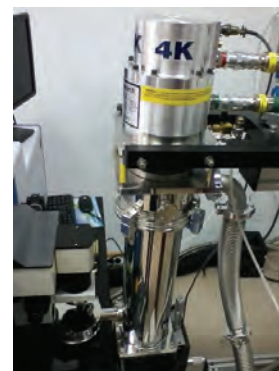
10. Лазерные системы производства Kimmon Koha (Япония), Loxel Laser (США), Laser Quantum (Великобритания), CryLasers (Германия), Melles Griot (США), LTB Lasertechnik (Германия) и др.:

- непрерывные аргоновые лазеры;
- импульсные лазеры;
- газовые лазеры (HeNe , HeCd , N_2 и т.д.);
- твердотельные лазеры.



11. Терагерцевые спектрометры и комплектующие производства Teraview (Великобритания) и Beckman Technology (Великобритания):

- терагерцевые визуализаторы;
- портативные терагерцевые спектрометры;
- терагерцевые рефлектометры;
- терагерцевые сканеры;
- системы для анализа образцов на НПВО;
- спектрометры незатухающих колебаний.

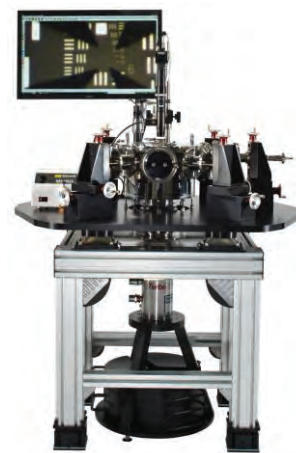


12. Криогенное оборудование:

- заливные, проточные, погружные и криостаты замкнутого типа производства Cryo Industries of America и Advanced Research Systems;
- криостолы и нагревательные столы для микроскопии производства Linkam Instruments
- погружные криостаты с модулем реконденсации He^3 от Cryo Industries of America;
- потоковые охладители производства;
- криостаты замкнутого цикла со сверхнизкими вибрациями;
- системы ожижения и реконденсации LHe и генераторы жидкого N_2 ;
- криогенные проб-станции от Advanced Research Systems
- криостаты растворения He^3 - He^4 от Leiden Cryogenic



- сверхпроводящие магниты и системы на их основе
- CFMS и SQUID-магнетометры от Cryogenic Limited;
- лабораторные криогенные газификаторы;
- сосуды Дьюара гелиевые и азотные;
- криогенные усилители СВЧ сигнала от Low Noise Factory
- расходные материалы и дополнительное оборудование для криогенных установок (сенсоры, провода, контроллеры, смазки и др.).



13. Синхронные усилители, усилители, источники тока, измерители импеданса и генераторы импульса производства Stanford Research Systems, Keithley

14. Системы для резистивного термического напыления производства Tecuum AG

15. Вакуумные системы и арматура для них, а также газовые линии со всеми аксессуарами



- пластинчато-роторные насосы российского, немецкого и китайского производства;
- мембранные насосы китайского и немецкого производства;
- спиральные насосы производства **АО «ВакуумМаш», Leybold GmbH, Anest Iwata, Agilent, Edwards, Pfeiffer Vacuum;**
- турбомолекулярные насосы и откачные посты производства **Leybold GmbH, Agilent, Edwards, Pfeiffer Vacuum;**
- вакуумметры китайского и немецкого производства;
- вакуумная арматура стандартов KF/NW, ISO и CF (сильфонные линии, кресты, хомуты, уплотнительные кольца, переходники);
- нестандартные вакуумные камеры, коллекторы (разветвители), переходники и т. п.;

Компания ЦТС «НАУКА» занимается оснащением лабораторий, решая комплексные задачи:

- разработка комплексных решений под задачи пользователя, в том числе поставка оборудования, разработанного по индивидуальным проектам;
- обслуживание оборудования;
- поставка необходимых расходных материалов;
- разработка и постановка методик;
- консультации и обучение работе на приборах;
- техническое (гарантийное и пост-гарантийное) обслуживание.

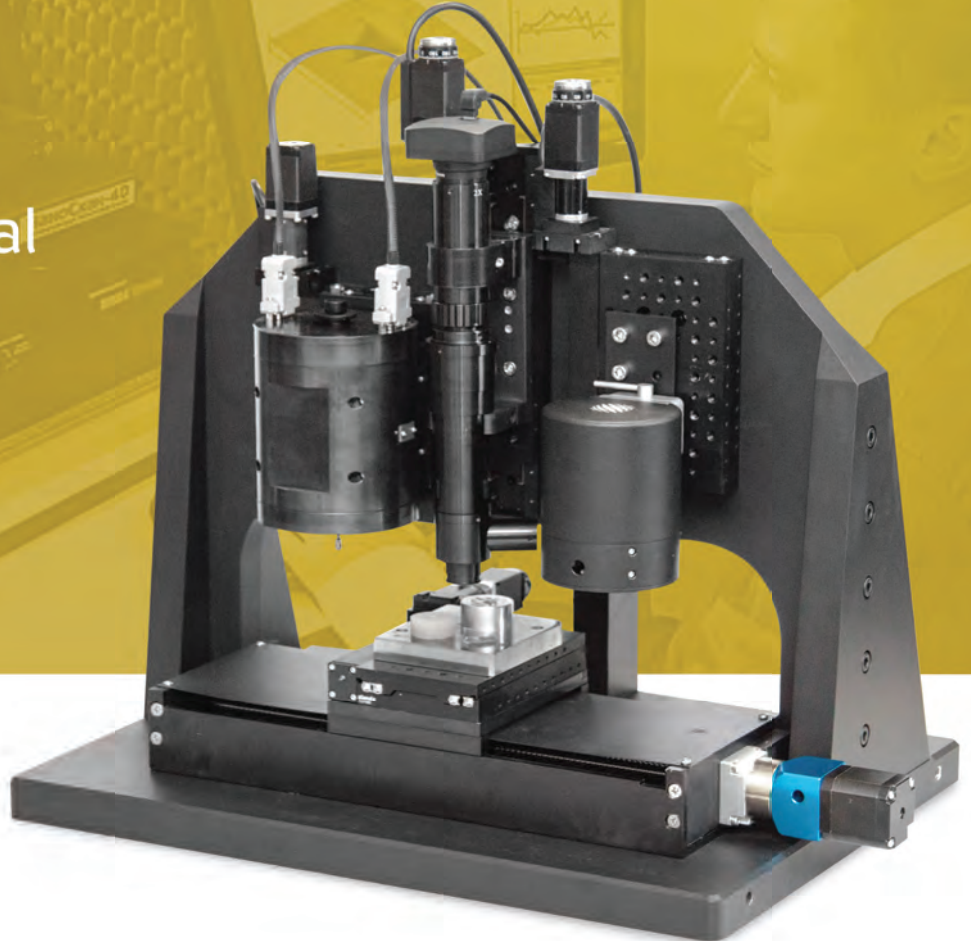


Сервисные инженеры компании ЦТС «НАУКА» прошли обучение у производителей оборудования. В 2016 году компания ЦТС «НАУКА» открыла интернет-магазин www.nauka-shop.ru расходных материалов для элементного анализа, спектроскопии, хроматографии и общелабораторного оборудования, в котором можно получить коммерческое предложение или счет на выбранные товары в автоматическом режиме.

The First transparent nanoindenter with Raman

NanoScan Nanomechanical Testers

Raman measurements simultaneously with localized mechanical tests



Applications

- Instantaneous determination of the tip vs surface position
- In-situ observation of the surface/coating behavior during the indentation and scratching
- Direct contact area measurements for the improved mechanical properties measurement
- In-situ measurement of crack propagation and film delamination
- Raman spectroscopy measurement during the indentation

Key NanoScan advantages

- Flexible instrument configuration according to the customer's tasks and budget
- Wide range of loads and displacements in single indentation head
- Automation of measurements (including scripting command language and batch data processing)
- Wide range of methods supplied with default instrument configurations

+ 7 (800) 700-65-55
info@ostec-instruments.com



future's
in the making

www.ostec-instruments.com

Park Systems

Ведущие инновации в перспективных нанотехнологиях микроскопии и метрологии

Более чем четверть века назад «Park Systems» была основана в Стэнфордском университете. Именно там основатель компании доктор Sang-II Park работал в группе первых исследователей, разработавших технологию атомно-силовой микроскопии.

«Park Systems» с самого начала своего существования стремится каждый день жить в соответствии с новаторским духом. На протяжении всего этого времени компания производит наиболее точные и очень простые в использовании атомно-силовые микроскопы с революционными характеристиками, такими как реальный безконтактный режим (True Non-Contact™), и максимально автоматизированным программным обеспечением.

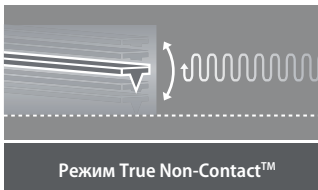
В декабре 2015 года Park System провела первую публичную продажу акций, присоединившись к биржевой торговой площадке в Южной Корее (KOSDAQ).

Park Systems имеет сеть дистрибьюторов по всему миру в более чем 30 странах мира.

Сегодня продукция компании используется лидерами с мировыми именами как в научной области, так и в промышленных отраслях, позволяя им совершать новые открытия, разрабатывать уникальную продукцию и увеличивать собственную производительность.

Единственный в мире бесконтактный режим True Non-Contact™

Только атомно-силовые микроскопы компании Park Systems обладают бесконтактным режимом, позволяющим пользователям проводить большое количество измерений, сохраняя остроту кантилевера и предотвращая повреждение образца. Эта особенность позволяет получать самые точные изображения, а также уменьшает затраты на содержание.



- Меньший износ кантилевера позволяет дольше его использовать для получения изображений высокого разрешения
- Неразрушающий контакт позволяет не повреждать поверхность исследуемого образца
- Результаты измерений меньше подвержены воздействию внешних факторов

Park XE7

Исследовательский атомно-силовой микроскоп для бюджетных лабораторий

- Устранение перекрестных помех для увеличения точности (технология Crosstalk Elimination)
- Точное измерение высоты без дополнительной обработки программным обеспечением
- Самый большой выбор дополнительных опций для измерения
- Самый широкий диапазон режимов измерения



Park NX20

Мощный атомно-силовой микроскоп для исследования крупных образцов

- Самый точный атомно-силовой микроскоп в мире для анализа дефектов крупных образцов
- Непараллельная конструкция обеспечивает получение данных с высоким разрешением
- Имеет самый удобный дизайн и автоматизированный интерфейс в индустрии, поэтому не потребуются тратить много времени и сил при работе с микроскопом и для обучения молодых специалистов



лабораторное оборудование

Дистрибьютор в России ООО «Промэнерглоб»
105318, Россия, г. Москва, ул. Тацкая, д. 1
Тел. / факс: +7 495 221-12-08, 8 800 234-12-08
avm@czl.ru
www.czl.ru



www.parkAFM.com



АО «Завод ПРОТОН» (МИЭТ)
124498, Москва, Зеленоград,
пл. Шокина, д.1
b-loginov@mail.ru



+7 (495) 364-60-93

www.microscopy.su
www.z-proton.ru

ПРАЙС

СММ-2000	600 000 р.
МАГ-2000	60 000 р.
Мера ПРО-10 *	24 000 р.
Профилометр *	360 000 р.
Контурграф *	1 980 000 р.

за полные комплекты, с НДС, поверкой *,
при предоплате 100%, без участия в торгах
скидки от количества и прежним клиентам
гарантия 1 год, есть доставка, обучение



Сканирующий зондовый микроскоп СММ-2000
атомное разрешение в СТМ / АСМ, поле до 40 / 40 / 5 мкм, 25 режимов, -20...+150 С

GPI-Cryo

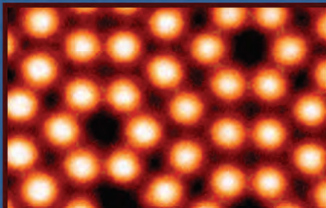


Сверхвысоковакуумная 10⁻¹¹ мбар
низкотемпературная 4.9К СТМ-головка
сделано 2шт: для ИОФАН и Франции

PACM-5



АСМ с машиной разрыва, для
in-situ изучения разрыва материалов
кадр 200/200/10мкм, разрешение 1нм

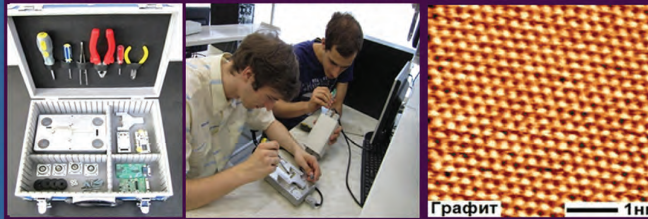


Кремний 1нм

Подробнее: с.352 журнал
Наноиндустрия 2019, №6
<https://miel.ru/news/122846>

Микроскоп СММ-2000

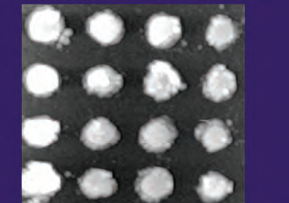
в виде конструктора для обучения в ВУЗ-ах и школах



Магистры, бакалавры, школьники 7-11 кл. собирают микроскоп своими руками,
изучают атомы и наномир, печатая его на 3D-принтере и играя в нем в игры

Кварц-ХУ1400/Z90нм

Меры для поверки микроскопов



Столбики хрома 90нм на кварце, шаг
1400нм, термостабилен. Меры вышли
из Госреестра, дарятся желающим

Профилометр модели 130



28 параметров шероховатости
Ra 0,012 - 50 мкм, точность 2 %
трасса до 40 мм, Госреестр СИ



Сириус
Образовательный центр

ПРО-10

Меры шероховатости эталонные
для поверки профилометров,
микроскопов и контурграфов



25 номиналов от 80 до 0,006 мкм Ra
от 20 до 1250 мкм Sm (шаг)
Госреестр, разряд 1 по ГОСТ 8.296

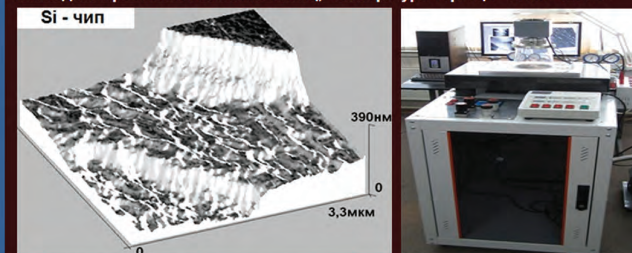
Контурграф модели 220



Измерение длин, углов, радиусов,
диаметров; точность до 0,001 мм
трасса до 200 мм, Госреестр СИ

СММ-2000-В

Микроскоп СММ-2000 в вакуумной камере под двумя магнетронами для in-situ
наблюдения роста пленок и наночастиц; температура образца -100...+1200 С



МАГ-2000

Магнетрон с блоком управления
для камер с аргонном, 0,01 мбар



Толщина сплошного покрытия –
от 1 нм для графита и вольфрама

scientaomicron

Современное оборудование научного класса для анализа поверхности



Компания **ScientaOmicron** — мировой лидер в области разработки инструментов исследования свойств поверхности в сверхвысоком вакууме. Благодаря обладанию фундаментальными технологиями и богатейшим опытом в области сканирующей зондовой микроскопии, электронной спектроскопии, молекулярно-лучевой эпитаксии и в других смежных направлениях компания предоставляет своим клиентам лучшее оборудование для исследования поверхности из доступного на мировом рынке.



В линейку продуктов компании **ScientaOmicron** входят фотоэлектронные спектрометры с угловым разрешением с диапазоном возбуждения от ультрафиолета до жесткого рентгена, с беспрецедентной чувствительностью и энергетическим разрешением, сканирующие



зондовые микроскопы для работы в сверхвысоком вакууме в режимах СТМ и АСМ при температурах от <1 К до 600 К и магнитных полях до 5Т, обеспечивающие атомарное разрешение и сверхнизкий уровень дрейфа, установки молекулярно-лучевой эпитаксии с возможностью максимально гибкого конфигурирования под задачи пользователя и богатым выбором источников, Оже-микроскопы с уникальным латеральным разрешением, комбинированные системы для электронно-зондовой микроскопии, и многое другое.

Компания **IMC** является эксклюзивным представителем **ScientaOmicron** на территории Российской Федерации и стран Таможенного Союза. Мы обеспечиваем полный цикл жизни оборудования для наших пользователей: подготовку и оформление заказа, доставку, монтаж и ввод в эксплуатацию, сервисные работы, поставку запасных частей и расходных материалов. Высококвалифицированные инженеры **IMC** осуществляют гарантийное и пост-гарантийное обслуживание оборудования **ScientaOmicron**, проводят обучение пользователей, предоставляют консультации по сложным методикам измерений.



ООО «Группа Ай-Эм-Си»
Россия, г. Москва, ул. Криворожская, д. 23, корп. 3
Тел.: +7 495 374 04 01
E-mail: sales@imc-systems.ru



АЗИМУТ ФОТОНИКС, официальный дистрибьютор THORLABS и EDMUND OPTICS в России.

Компания АЗИМУТ ФОТОНИКС – единственный в России официальный представитель компании [EDMUND OPTICS](#), крупнейшего производителя высококлассной оптики для научных исследований и OEM применений. Этот статус позволяет нам предложить нашим клиентам самые низкие цены на российском рынке!

АЗИМУТ ФОТОНИКС также уже много лет является официальным дистрибьютором [THORLABS](#), крупнейшего поставщика лазерно-оптических компонентов и широкого спектра оборудования для оснащения научных лабораторий и институтов по всему миру. На нашем сайте www.azimp.ru представлен [полный каталог продукции THORLABS](#) на русском языке с ценами в российских рублях с НДС.



Преимущества работы с нами:

- Низкие цены;
- Срок поставки 3-4 недели;
- Официальная гарантия производителя;
- Квалифицированная техническая поддержка.

Компания АЗИМУТ ФОТОНИКС является официальным представителем [Zemax](#), которая разрабатывает специализированное программное обеспечение, являющееся отраслевым стандартом для проектирования и моделирования в области оптики и освещения для дизайнеров, инженеров и исследователей.

В настоящее время компания имеет официальные соглашения со следующими производителями оптоэлектронных компонентов:

- ФЭУ **ET Enterprises**;
- Гиперспектральные камеры **Specim**;
- Компактные научные камеры **XIMEA, NET GmbH**;
- Детекторы ИК излучения **InfraTec** и **Heimann Sensor**;
- DPSS и диодные лазеры **Cobolt, Omicron** и **Litron Lasers**;
- Пикосекундные лазеры **PicoQuant**;
- Детекторы рентгеновского излучения **Detection Technology**;
- Детекторы счета фотонов **Becker&Hickl** и **Micro Photon Devices**;
- Детекторы измерения мощности и энергии излучения **GenTec-EO**;
- Фотодиоды, лазерные диоды и модули, оптические элементы **Laser Components**.

По всем интересующим Вас вопросам, пожалуйста, обращайтесь по указанным контактам:

офис: +7 (495) 792-39-88, e-mail: info@azimp.ru, web: www.azimp.ru

Компания МИВАТЭК занимается поставками промышленного и аналитического оборудования для микроэлектроники. Доступны как большие технологические системы, так и настольные варианты для исследовательских работ. Компания МИВАТЭК поможет в выборе оптимального решения для Ваших задач. Особенностью нашей компании является то, что на нашем складе огромное количество оборудования и расходных материалов, с помощью которых Вы сможете удовлетворить запросы в кратчайшие сроки.

Всегда на складе имеются различные материалы для полировки и шлифовки металла, пластин и оптики. Большой выбор суспензий и полировальной ткани, а также инструментов для резки и прессования. Широкий ассортимент шкафов сухого хранения с различным диапазоном влажности, а также различной технологической одежды. Склад компании МИВАТЭК постоянно пополняется.

Компания МИВАТЭК осуществляет сервис, пуско-наладочные работы и техническое обслуживание производственного и лабораторного оборудования. Мы готовы помочь в модернизации как уже существующего парка, так и предложить новые современные решения для всех этапов производства. Благодаря обширной географии наших поставщиков наша компания может предложить несколько вариантов для решения Ваших задач производства.

Компания МИВАТЭК является представителем заводов изготовителей систем:

- плазменной очистки
- безмасковой литографии
- нанесения фоторезиста спреем и центрифугированием
- измерения тонких пленок
- зондовых измерений
- инспекционной микроскопии





Атомные силовые микроскопы и оборудование для изучения эффекта Холла.

NanoMagnetics Instruments Ltd. была организована в мае 1998 года и на данный момент является одним из лидеров в разработке атомных силовых микроскопов и оборудования для изучения эффекта Холла.

ezAFM & ezAFM+

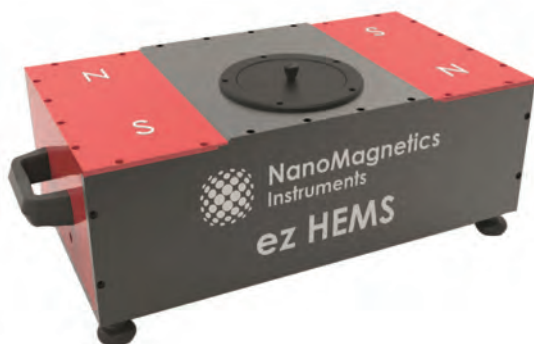


- Простой и надежный;
- Большая область сканирования (120x120x40мкм или 40x40x4 мкм);
- Установка за 1 час;
- Бесплатное ПО с регулярными обновлениями;
- Встроенный оптический микроскоп 2мкм разрешения;
- Встроенная камера FHD;
- Использование универсальных кантилеверов;
- Гарантийный и послегарантийный сервис.

АСМ высокой производительности hrAFM



- Диапазон сканирования: 100x100x12 мкм;
- Разрешение: 0,01 нм;
- Методики: 8 стандартных методик;
- Камера: 0,7 мкм оптическое разрешение;
- Акустический, тепловой и виброизоляционный шкаф;
- Оptionальное охлаждение и нагрев;
- Работа в воздушной среде и в жидкости;
- Использование универсальных кантилеверов;
- Оptionальный генератор магнитного поля;
- Послепродажный и послегарантийный сервис высокого уровня.



NanoMagnetics Instruments Ltd. предлагает широкий выбор оборудования для исследований эффекта Холла. Измерения эффекта Холла и магнитостойкость идеально подходят для исследования материалов, разработки продукции и контроля качества. Компания производит 2 модификации оборудования - с постоянными магнитами до 1Т и электромагнитами до 2,5Т. Возможно применение высокотемпературных и низкотемпературных ячеек.

Официальный дистрибьютор **NanoMagnetics Instruments Ltd.** в РФ
ООО «АКА-ЛОДЖИК»

Московская обл., г.Красногорск, ш.Ильинское, д. 1А.

Тел:+7969-077-72-72, e-mail: akalodgic.ru@gmail.com.

<https://nanoafm.ru>

Оборудование **Bio-Logic** для электрохимических исследований и тестирования батарей.

<https://ilpa-tech.ru>

Секция 3

**Полупроводниковые наноструктуры:
электронные, оптические свойства,
методы формирования**

Current-driven optical response of plasmonic crystal: From dissipation to amplification

I.V. Gorbenko¹, V.Yu. Kachorovskii^{1,2*}, W. Knap²

¹ Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

² CENTERA Laboratories, Institute of High Pressure Physics, Warsaw, Poland, Warsaw, Poland

*kachor.valentin@gmail.com

We study optical response of a plasmonic crystal based on multi-gated 2D structure with periodic modulation of the electron density in the device channel. In such a structure, the plasma wave velocity is periodically modulated as well. We consider the simplest model of periodically alternating stripes of the electron density and plasma wave velocity: active regions with high plasma wave velocity and passive regions with low plasma wave velocity. Terahertz radiation applied to such a structure excites plasmonic resonances both in the active and passive stripes. The width of the resonances is determined by the momentum relaxation rate. For sufficiently large relaxation rates, the resonances in the passive regions strongly overlap and only “active resonances” survive. In this regime, the plasmonic oscillations in the active regions rapidly decay into the passive regions, so that different active regions are disconnected at plasmonic frequencies but connected at zero dc frequency. We assume that dc current is applied to this plasmonic crystal and calculate radiation-induced correction to the dissipation in the channel. We demonstrate that with increasing the dc current this correction changes sign, which results in amplification of the optical signal

Introduction

As was shown about 25 years ago¹, a direct current (dc) in the channel of a field effect transistor (FET) might become unstable. The instability results in the generation of plasma oscillations, whose frequency can be tuned by the gate voltage. As a consequence, FET should emit a THz radiation. Nonlinear properties of the plasma waves in a FET channel may be also used for detection of THz radiation². Plasmonic THz detectors are tunable, fast and demonstrate relatively low noise equivalent power up to room temperature (see review in Refs. 3-4). A possible way to further improve the responsivity and emission power is to use periodic structures (such as FET arrays, grating structures, and multi-gate structures) instead of single FETs (see discussion in Ref. 5). The periodic plasmonic structures can be considered as one-dimensional (1D) plasmonic crystals⁶. Here we discuss an optical response of such a crystal to THz radiation in the presence of driving dc electric current. This study is motivated by preliminary experiments⁵, where transmission of THz radiation through multifinger-gated structure was studied and current-driven amplification of the optical signal was observed.

Model

We consider the plasma crystal consisting of strips of length L with high plasma wave velocity S (active regions) separated by strips having length L' with much smaller velocity $s' \ll s$ (passive regions). The structure is illuminated by radiation with the large wavelength, $\lambda \gg L, \lambda \gg L'$, so that the

electric field of radiation is approximately homogeneous. This field excites plasmonic oscillations in the active regions with the fundamental frequency $\omega_0 = \pi s / L$ and in the passive regions with the frequency $\omega'_0 = \pi s' / L' \ll \omega_0$ (see Fig. 1).

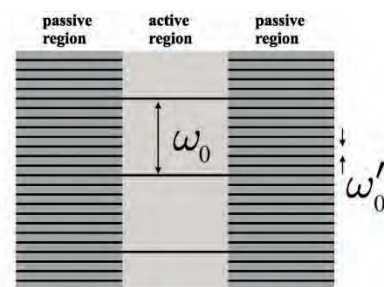


Fig 1. Active regions of the plasmonic crystal with large fundamental frequency are separated by passive regions with small frequency

We assume that momentum relaxation rate, γ , obeys the following inequalities $\omega_0 \gg \gamma \gg \omega'_0$. In this case, resonances in the passive region strongly overlap and plasmonic oscillations in the active region decay due to emission of the plasmons into the passive regions. This leads to renormalization $\gamma \rightarrow \gamma_{\text{eff}} = \gamma + 4s'/L$. The condition $\gamma \gg \omega'_0$ also implies that plasma waves strongly decay along the passive region, so that different active regions are disconnected at plasmonic frequencies.

We solve the standard set of hydrodynamic equations^{1,2} and calculate dissipation in the channel

$$P = \int dx N m v^2 / \tau, \text{ where } N = N_0 + \delta N, \text{ and}$$

$v = V + \delta v$ are concentration and velocity in the channel including radiation-induced corrections δN and

δV . Most importantly, the radiation-induced correction to dissipation

$$\delta P = \int dx \frac{m}{\tau} \left(N_0 \delta v^2 + V \delta N \delta v \right), \quad (3)$$

is not positively-defined (!!!) for $J_{dc} = eN_0V \neq 0$. For $\delta P < 0$ the incoming radiation gains energy from the dc current that corresponds to amplification.

Results

In the absence of the driving current ($V = 0$) dissipation is positively defined and shows sharp plasmonic resonances with the width γ_{eff} (see Fig. 2)

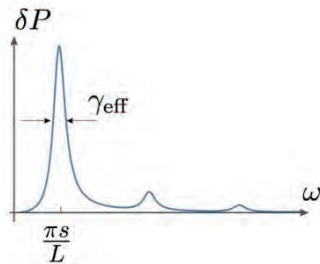


Fig. 2. Resonances in the dissipation for $J_{dc} = 0$.

Next, we consider resonance corresponding to fundamental frequency and study what happens with increasing the dc current. The result is plotted in Fig. 3 (using different scale). As seen, with increasing the drift velocity in the channel the resonance is red-shifted and its amplitude decreases. For certain value of drift velocity, δP changes sign.

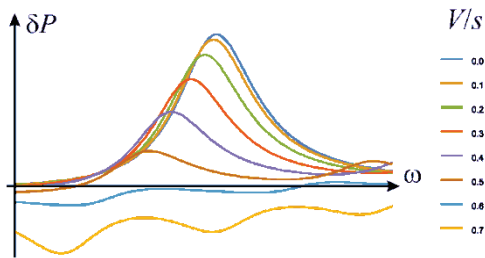


Fig 3. Dependence of dissipation in the channel on the frequency. With increasing drift velocity, δP changes sign, which implies amplification

Simple analytical expression for δP can be found in the resonant approximation, when $\omega \approx \gamma_{eff}$:

$$\delta P = \frac{LN_0 (eE_0)^2}{\pi^2 m} \frac{\gamma_{eff}}{\delta\omega^2 + (\gamma_{eff}/2)^2} A(x), \quad (4)$$

where $\delta\omega = \omega - \omega_0(x)$ is deviation of the radiation frequency ω from the Doppler shifted frequency of the fundamental harmonic,

$$\omega_0(x) = \frac{\pi s^2 - V^2}{L s} = \frac{\pi s}{L} (1 - x^2), \quad A(x) = \frac{(1 - 3x^2)[1 + \cos(\pi x)]}{2(1 - x^2)^2}$$

and A is the numerical coefficient which depends on the ratio of the drift velocity to the plasma wave velocity: $x = V / s$. As seen, function $A(x)$ turns to zero at $x = x_0 = 1 / \sqrt{3}$ (see Fig. 4).

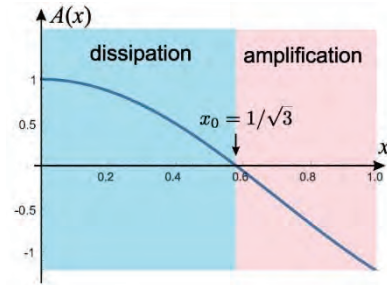


Fig. 4. Dependence of amplitude A on x

Conclusion

We discussed optical response of a 1D plasmonic crystal to the THz radiation. We found analytical expression for dissipation power δP in the channel and demonstrated that at certain value of the current in the channel, δP changes sign. Hence, we predict amplification of electromagnetic radiation in a good qualitative agreement with recent experimental observations⁵.

This work was financially supported by RFBR (Grant No. 20-02-00490), by Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and mathematics “BASIS”, and by the Foundation for Polish Science through the grant MAB/2018/9 for CENTERA

Literature

1. M.I. Dyakonov and M. S. Shur // Phys. Rev. Lett. 71, 2465 (1993).
2. M. I. Dyakonov and M. S. Shur // IEEE Trans. on Elec. Dev. 43, 380 (1996).
3. M. Shur// Electronics Letters 46. 18 (2010).
4. W. Knap *et al* // J. Infrared Milli. Terahz Waves 30, 1319 (2009).
5. Stephane Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. B. But, V. V. Popov, I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii, and Taiichi Otsuji// in press (2019)
6. V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur // Appl.Phys. Lett., 100, 232108 (2012)

Analytical theory of the structure, propagation, and nonadiabatic coupling of the eigenmodes in a lamellar optical grating

VI.V. Kocharovsky^{1,*}, C.B. Reynolds², V.V. Kocharovsky^{1,2}

¹ Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Ulyanov str., 46, Nizhny Novgorod, 603950.

² Texas A&M University, College Station, Texas, USA

*kochar@appl.sci-nnov.ru

The talk is devoted to new theoretical results and a physical review of the optics of inhomogeneous lamellar gratings.

Introduction

A concept of the normal modes, or the eigenmodes, has been widely used in the theory of wave propagation in electrodynamics and condensed matter physics during a century. It is especially useful for the light or electronic waves in crystals and periodically inhomogeneous media. The gratings are among the most important components of the numerous modern high-tech devices, and diffraction by grating has been studied in the fields of optics, photonic crystals, lasers and optoelectronics, etc., for decades (for references, see [1]).

For the purpose of the gratings' design, various numerical methods and codes have been developed, including the one based on the concept of eigenmodes. The analytic description of the eigenmodes propagating in a lamellar grating constitutes one of the most basic and important element of the diffraction-grating theory. In the present talk, we derive the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) eigenmodes directly from Maxwell's equations and give the analytic, concise formulas for the propagation, transformation to or from the plane waves, reflection, and transmission of the eigenmodes in a simple lamellar grating. The analytic solution for eigenmodes is efficient for practical calculations when the gratings are relatively deep and/or the permittivity contrast is high (for instance, in the case of a metal-dielectric grating), which is exactly when the standard Fourier, plane-wave expansion method encounters considerable numerical difficulties.

Applications

In optics, originally, the main applications of the diffraction gratings were related to spectrally selective filters, monochromators, beam splitters, reflectors, polarizers, spectrographs, and other devices for spectroscopy and astronomy. In the last four decades, the range

of applications of the grating-like structures has been greatly expanded due the photonic crystal technologies, integrated optics, and optical communication systems.

Bearing in mind numerous applications, we formulate the geometrical optics of the eigenmodes and clarify a remarkable fact that just a very few lower-band eigenmodes perfectly describe the diffraction in the relatively thick gratings. Also, we develop the theory of linear mode coupling of the co- and/or counterpropagating eigenmodes in gratings with inhomogeneous permittivity and groove profiles and illustrate it by two generic examples of mode transformation in a trapezoidal grating. In particular, we set a stage for the theory's application to a new, grating-outcoupled surface-emitting laser (GOSEL) design of the semiconductor diode lasers generating mid- or far-IR radiation via the intracavity nonlinear mixing.

Main results

We start with the explicit analytic formulae for the electromagnetic (optical) eigenmodes propagating in a lamellar grating [1]. We analytically calculate a mutual transformation of the wave's spatial harmonics due to diffraction in the course of propagation through the grating as well as the matrices of the eigenmode reflectance and transmittance at the grating boundaries. Namely, we found the reflectance and transmittance coefficients of the eigenmodes and spatial Fourier harmonics at a grating border in the canonical form involving the wave vectors orthogonal to the border, but now these wave vectors are the wave vectors of the eigenmodes and Fourier harmonics.

A significant feature of these formulas is that the wave vectors should be multiplied by the appropriate matrices of transformation between the eigenmode and Fourier bases.

We develop a theory of the nonadiabatic transformation of the eigenmodes in the inhomogeneous gratings. It allows one to disclose the effects which go beyond the geometrical optics of eigenmodes. In particular, we show that in a transition layer of a thick nonlamellar grating such effects occur due to coupling of just a few lower-band eigenmodes. This approach makes it possible to find the overall optical response of the nonlamellar gratings fully and efficiently.

The results are given for both, transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM), polarizations as well as any absorptive permittivity. We generalize the classical formulae on the reflection and transmission of a plane wave incident onto a plane border between two media to the case of gratings. As a remarkable practical observation regarding the wave propagation and diffraction in all weakly inhomogeneous lamellar dielectric gratings, we show that a main contribution to the eigenmode reflection and/or transformation, in a case of the propagating or weakly evanescent eigenmodes, comes from the regions surrounding the layers in which either one eigenmode or two neighboring, separated by a narrow band-gap, eigenmodes experience a transition through a degeneracy cross-section, that is, either (a) $k_{zn} \approx 0$ or (b) $k_{zn} \approx k_{z(n+1)}$ or even (c) $k_{zn} \approx k_{z(n+1)} \approx 0$. Usually, there are just these three generic scenarios for substantial linear mode coupling.

Our approach explicitly incorporates a combination of the usual mode coupling at the sharp boundaries of the grating and a less evident mode coupling accumulated over a distributed transition layer of a nonlamellar grating. In a general case, both of these mode-coupling effects are important and their interplay can significantly contribute to the real optical response.

We illustrate the predicted effects of the eigenmode coupling for these scenarios by their detailed description in the case of a GaAs grating. We also provide formulae which constitute a basis for the calculation of the resonant spectral characteristics and other parameters of the cavities formed by gratings.

Conclusions

Thus, we give a clear physical picture for the structure, propagation, and diffraction of the TE and TM eigenmodes in a lamellar grating, including their geometrical optics and nonadiabatic transformation in the inhomogeneous gratings as well as their reflection and transmission at a grating boundary.

The results are given in a symmetric form that reveals a symmetry of eigenmode structure and includes explicit formulas for the norm of the eigenmode spatial profile and its derivative, matrices of transformation between the eigenmode and Fourier bases, and the diffraction conversion between the spatial Fourier harmonics of the field due to their propagation through the grating.

We generalized the classical formulas of the reflection and transmission of a plane wave incident onto a plane border between two media to the case of gratings.

Finally, we derived the system of equations for the amplitudes of the co- and counterpropagating modes that takes into account exactly the simultaneous mutual transformation and reflection of the eigenmodes within a given subset of eigenmodes and does not assume a weakness of inhomogeneity. Such a truncation of the functional space of the field spatial profiles provides an efficient method for the analysis of the wave propagation and diffraction in the inhomogeneous, nonlamellar gratings and is convenient for numerical simulations.

Our qualitative, analytic approach is indispensable for the design of new optical systems involving gratings since it could prompt a vision of an optimal set of major parameters of grating without the need to perform a massive, routine numerical search for those.

The analysis presented in the talk could help to better understand the physical principles and design of various gratings, to solve the difficult problem of finding the analytic solutions for the 2D gratings and 3D photonic crystals, to study the bound states in the continuum in various periodical lamellar structures, to develop a theory of mode coupling [24] for the gratings with varying parameters, etc.

The work was supported by the Program of Fundamental Studies of the Presidium of the Russian Academy of Science “Nanostructures: Physics, Chemistry, Biology, Basic Technology” and the state task of the Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, for research on the project no. 0035-2019-0002.

References

1. V.V.Kocharovskiy, C.B.Reynolds, and V.I.Kocharovskiy, Eigenmodes of a lamellar optical grating: TE- and TM-mode profile, propagation, reflection, transmission, and nonadiabatic mode coupling // Phys. Rev. A, v. 100, 053854 (2019).

Luminescence of organo-lanthanide complexes under α - and β -ray excitation

A.A. Kukinova^{1,2,*}, M.N. Ivin³, A.N. Trufanov³, B.S. Kaverin¹, M.N. Bochkarev^{1,2}

1 G.A. Razuvaev Institute of Organometallic Chemistry of Russian Academy of Sciences, Tropinina, 49, ул. Академика Иванова, 45, Nizhny Novgorod, 603950.

2 Nizhny Novgorod State University, Gagarina avenue, 23/2, Nizhny Novgorod, 603950.

3 Branch of RFYaTs-VNIIEF «Yu.E. Sedakov FNCP NIIS», Tropinina, 47, Nizhny Novgorod, 603950.

* kukinov@iomc.ras.ru

A comparative study of the photoluminescence (PL) and radioluminescence (RL) of lanthanide complexes with benzimidazolylphenolate (NON), 4,4,4-trifluoro-1-(2-thienyl)-1,3-butanedione (TTA) and 1,3-acetylacetonate (acac) ligands revealed significant difference in total and relative intensity of emission. In the paper, the radioluminescent properties of organolanthanoid complexes under the action of x-ray and beta radiation. To compare the intensity of the glow, anthracene was used.

Introduction

The conversion of ionizing radiation into UV, visible or infrared light is an important task from both theoretical and applied points of view. This process is implemented in scintillators, which are widely used in medical diagnostics, in devices for detecting all types of ionizing radiation and monitoring the state of the environment, in devices for direct conversion of ionizing radiation into electric current. Currently, there are quite a lot of compounds that demonstrate high radioluminescent characteristics, but each of them has its drawbacks, so the search for new efficient and stable radioluminescent materials remains an important and challenging task.

Results

We investigated the X-ray luminescence properties of some complexes of Nd, Sm, Eu, Tb, Dy, Tm and Er with 2-(2-benzimidazol-2-yl)phenolate (NON), 4,4,4-trifluoro-1-(2-thienyl)-1,3-butanedione (TTA) and 1,3-acetylacetonate (acac) ligands. When excited with UV light with λ_{ex} 365 nm all the studied complexes exhibited metal-centered and/or ligand-centered emission of various intensity depending on the lanthanide.

It was found that irradiation of the complexes Eu, Tb and Dy with X-ray of 10 keV also causes luminescence (fig. 1). In the work the comparison of photoluminescence and rentgeno-luminescent spectra of the indicated compounds was carried out.

Excitation of Tb(acac)₃ (5), Eu(TTA)₃ (2), Tb(NON)₃ (5), Sc(OON)₃ (2-(2-benzoxazol-2-yl)phenolate scandium) (3), Tb(pmpip)3(TPPO)2 (tris-(1-phenyl-3-methyl-4-isobutyryl-5-pyrazolone)-triphenylphosphine

oxide) (4) by β -ray (100 keV) also causes their luminescence of various intensities (fig.2 and tab.1).

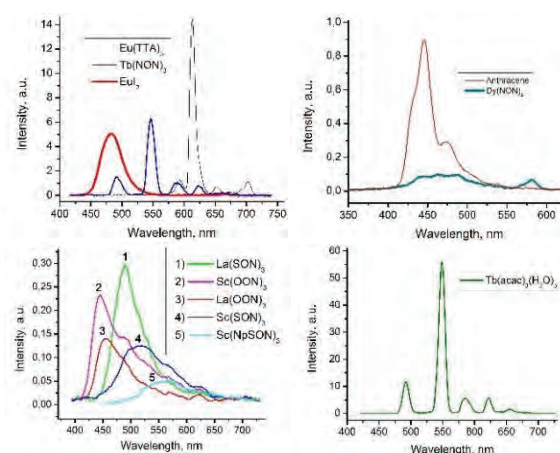


Fig. 1. Luminescent spectra of organo-lanthanide complexes and anthracene excited by x-ray ($U_a=45$ kV, $I=150$ μ A).

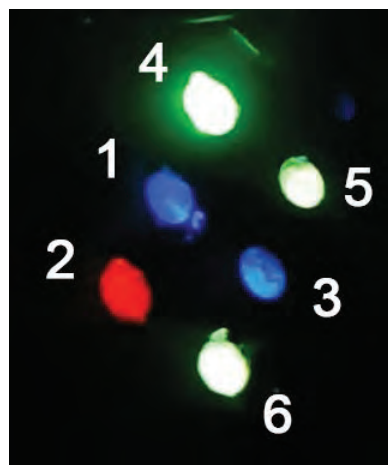


Fig. 2. Luminescent spectra of organo-lanthanide complexes excited by β -ray (flux $U=100$ kV).

Table 1. The relative intensity of the luminescence of organo-lanthanide complexes excited by β -ray.

№	Complex	Intensity, a. u.
1	Anthracene	1
2	Eu(TTA) ₃	0,96
3	Sc(OON) ₃	1,16
4	Tb(pmip) ₃ (TPPO) ₂	40
5	Tb(NON) ₃	1,20
6	Tb(acac) ₃	10

The detected high efficiency of radioluminescence of the complexes allows considering them as promising materials for the design of radiation detectors.

Acknowledgements:

The work was support by RFBR (grant N 18-33-00241).

Stimulated emission in the range of 10-31 μm in heterostructures with HgTe/CdHgTe QWs with dielectric, plasmonic and "phonon" waveguides

S.V. Morozov^{1,2}, V.I. Gavrilenko^{1,2}, V.V. Rumyantsev^{1,2}, M.A. Fadeev^{1,3}, V.V. Utochkin^{1,2}, N.S. Kulikov^{1,2}, A.A. Dubinov^{1,2}, V.Ya. Aleshkin^{1,2}, N.N. Mikhailov^{4,5}, S.A. Dvoretiskii⁴, F. Tepe³, C. Sirtori⁵

¹Institute for Physics of Microstructures of Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

²Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

³L2C, UMR CNRS 5221, Montpellier University, 34095 Montpellier, France

⁴A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia

⁵Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, Paris, 75005, France

*more@ipmras.ru

Stimulated emission at wavelengths up to 24 μm (12.5 THz) and down to 2.8 μm is demonstrated from HgCdTe quantum well heterostructures. Non-radiative Auger recombination is shown to be mitigated due to relativistic energy spectrum. In the short wavelength range SE down to 3.5 μm is demonstrated at temperatures available with Peltier coolers.

Introduction

Nowadays, HgTe/CdHgTe based QW structures attract much attention since they exhibit a number of remarkable fundamental properties such as topological insulators, plasma detections etc. In particular it was shown in our work [9]. However, these structures are very promising for applications too as a perspective material for mid and far IR lasers. Mid and far infrared (IR) spectral range still lacks compact and efficient radiation sources. Quantum cascade lasers (QCLs) demonstrate remarkable performance in the range 1 to 5 THz and above 15 THz [1]. In between 5 and 15 THz their characteristics drop because of phonon absorption. The interband lasers are a straightforward alternative, but it requires narrow-gap materials (with low optical phonon frequencies), in which the Auger recombination is expected to be very effective.

However Auger processes can be suppressed in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ QWs due to a "symmetry" of electron and hole energy-momentum laws [2, 8]. It is worth mentioning that quasirelativistic electron-hole dispersion in PbSnSe and PbSnTe compounds results in Auger processes suppression in these materials [3]. As a consequence, lead-tin salt diodes operate at wavelengths up to 50 μm [4] despite high residual carrier concentration resulting from impurities and defects. However, the figures of merit for such lasers are limited by the growth technology. The paper presents recent results on SE in long wavelength end of mid IR/far IR range as well as on the SE in the opposite short

wavelength end of mid IR range obtained at nearly room temperatures.

Experiments

The structures under study were MBE-grown on semi-insulating GaAs(013) substrates with CdTe buffer [5]. Ex situ characterization of the structures was performed by measuring interband photoconductivity and photoluminescence spectra at different temperatures. The temperature dependence of the bandgap was extracted from the PC and PL spectra and then compared to the band diagrams calculated in the framework of Kane 8*8 Hamiltonian axial model, allowing us to determine the width and Cd content for each QW. Parameters of the structures are presented here: #1: $d_{\text{QW}} = 7.9$ nm (10 QWs), $x_{\text{QW}} = 0.078$, $y_{\text{barr}} = 0.7$; #2: $d_{\text{QW}} = 5.4$ nm (5 QWs), $x_{\text{QW}} = 0.09$, $y_{\text{barr}} = 0.6$; #3: $d_{\text{QW}} = 2.1$ nm (10 QWs), $x_{\text{QW}} = 0$, $y_{\text{barr}} = 0.65$; #4: $d_{\text{QW}} = 1.5$ nm (10 QWs), $x_{\text{QW}} = 0$, $y_{\text{barr}} = 0.65$.

The structures under study were designed so as to effectively confine light to in-plane direction; therefore the "active" region (5 – 10 QWs) was placed at the antinode position of TE₀ mode of the dielectric and phonon waveguides [2]. They have no cleaved facets, so, the SE results from single-pass amplification. The samples were mounted either on the cold finger of a closed-cycle helium cryostat ($T = 8\text{-}200$ K) or in a Peltier cooler ($T = 200\text{-}300$ K). Pulsed (100 nm, 10 Hz) CO₂ laser ($\lambda_{\text{exc}} = 10.6$ μm) was used for the optical excitation of the sample #1, c.w. semiconductor laser

($\lambda_{exc} = 0.9 \mu\text{m}$) for that of the sample #2 and the pulsed (10 ns, 10 Hz) optical parametric oscillator (SOLAR OPO, $\lambda_{exc} = 1.5 - 1.6 \mu\text{m}$) pumped with Nd:YAG laser – for the sample #3. SE was collected from the sample's facet and guided to the FTIR spectrometer Bruker Vertex 80v operating in the step scan mode [2, 6]. Silicon bolometer (4.2K) and liquid-nitrogen-cooled MCT photoresistors were used as detectors.

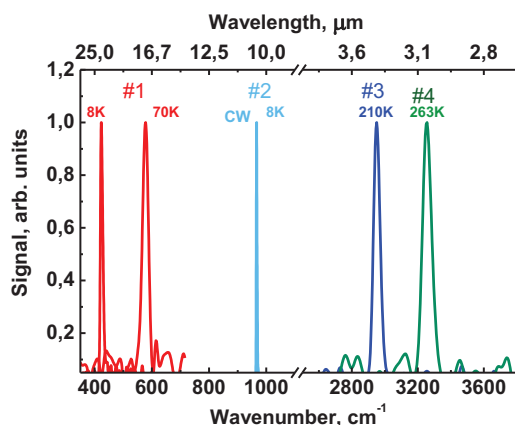


Fig. 1. SE spectra at different temperatures (solid curves) obtained under pulsed (#1, $\lambda_{exc} = 10.6 \mu\text{m}$; samples #3, #4 $\lambda_{exc} = 1.5 \mu\text{m}$) and CW (#2, $\lambda_{exc} = 0.9 \mu\text{m}$) optical excitation

Results

Typical stimulated emission (SE) spectra are given in Fig. 1. In the long wavelength range the best results were achieved at a “cold” excitation with CO₂ laser that provide the lower effective temperature of the photoexcited thus preventing from the nonradiative Auger recombination [7]. As a result, SE was obtained at a record wavelength $\sim 25 \mu\text{m}$ (Fig. 1, sample #1). The threshold excitation power was 10 kW/cm^2 and it could be decreased by growing a structure with HgTe (without Cd) QW keeping the same bandgap. At shorter wavelengths $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$ the excitation threshold power ($\lambda_{exc} \sim 2 \mu\text{m}$) proved to be as low as 120 W/cm^2 [2, 8] and the SE was obtained even at CW excitation ($\lambda_{exc} \sim 0.9 \mu\text{m}$, 7 W/cm^2 , Fig. 1, sample #2). In narrow (1.5 – 2.1 nm) HgTe/CdHgTe QWs the SE was obtained in 2.8–3.5 μm wavelength range at temperatures available with thermoelectric cooling [6] (see e.g. Fig.1, samples #3, #4), making such QW based lasers of interest for spectroscopy applications in the atmospheric transparency window from 3 to 5 μm . The promising route to

increase the operating wavelength up to 25 μm is to use plasmonic or “phonon” waveguide in order to prevent TE mode from penetrating into GaAs substrate.

Acknowledgments

The work was supported by the Russian Science Foundation project #20-42-09039.

References

1. M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams and P. De Natale, *Opt. Express*, vol. 23, pp. 5167-5182, 2015.
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and V.I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.*, 2017. 111(19): p. 192101.
3. J. Dimmock, I. Melngailis and A. Strauss, *Phys. Rev. Lett.*, vol.16, pp.1193-1196, 1966.
4. K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, L.S. Bovkun, V.V. Rumyantsev, E.G. Chizhevskii, I.I. Zasavitskii and V.I. Gavrilenko, *Semiconductors*, vol.52, pp.1590–1594, 2018.
5. N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, G.Yu. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev and S.V. Rykhilitski, *Int. J. Nanotechnol.*, vol.3, pp. 120-130, 2006.
6. M.A. Fadeev, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, K.E. Kudryavtsev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.I. Gavrilenko and S.V. Morozov, *Optics Express*, vol. 26, pp. 12755-12760, 2018.
7. V.V. Rumyantsev, N.S. Kulikov, A.M. Kadykov, M.A. Fadeev, A.V. Ikonnikov, A.S. Kazakov, M.S. Zholudev, V.Ya. Aleshkin, V.V. Utochkin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S.V. Morozov and V.I. Gavrilenko, *Semiconductors*, vol.52, pp.1375–1379, 2018.
8. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.*, 2016, Vol. 108, P. 092104.
9. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. Krishtopenko, S. Ruffenach, C. Consejo, A. M. Kadykov, W. Desrat, D. But, W. Knap, J. Ludwig, S. Moon, D. Smirnov, M. Orlita, Z. Jiang, S. V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky. *Nature Commun.*, 2016, Vol. 7, P. 12576.

Anomalous phase shift of magnetooscillations in the HgTe quantum well with inverted energy spectrum

V.N. Neverov^{1*}, A.S. Klepikova¹, A.S. Bogolubskii¹, S.V. Gudina¹, N.G. Shelushinina¹, K.V. Turutkin¹, M.V. Yakunin¹, N.N. Mikhailov², S.A. Dvoretzky²

¹ IPM UB RAS, 620108, Yekaterinburg, S. Kovalevskaya, 18.

² ISP SB RAS, Novosibirsk, Russian Federation.

*neverov@imp.uran.ru

The results of the longitudinal and Hall magnetoresistivity measurements in the Shubnikov - de Haas oscillation regime for heterostructures HgCdTe/HgTe/HgCdTe with a wide (20.5 nm) HgTe quantum well are presented. An anomalous phase shift of magnetooscillations is detected: in the region of spin-unsplit peaks the longitudinal resistivity minimum. It is shown that the observed features are associated with the inverted nature of the spectrum in the investigated quantum well with the electron-type conduction along the size-quantized subband H1 of HgTe band Γ_8 for which the spin splitting is comparable to (and even greater than) the orbital one.

Introduction

It is well-known [1] that both HgTe and CdTe bulk materials have the zinc-blende lattice structure where actual bands are close to the Γ -point in the Brillouin zone, and they are the s-type band (Γ_6) and the p-type band, which is split to a $J = 3/2$ -band (Γ_8) and a $J = 1/2$ -band (Γ_7) by spin-orbit coupling.

CdTe has a “normal” band order with Γ_6 conduction band, Γ_8 and Γ_7 valence bands. The highest valence band Γ_8 is separated from the conduction band by a large energy gap $\varepsilon_g \equiv E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8)$. In a bulk HgTe due to relativistic effects [1] the Γ_8 band, which “normally” forms the valence band, is now above the Γ_6 band that indicates a negative energy gap $\varepsilon_g = -300$ meV. The light-hole bulk subband of the Γ_8 band becomes the conduction band and the heavy-hole bulk subband becomes the first valence band. Based on this unusual sequence of the Γ_6 and Γ_8 states, such a band structure is called “inverted”.

When Cd(Hg)Te/HgTe/Cd(Hg)Te structures with HgTe quantum well (QW) are grown [2], for a thin QW layer the quantum confinement gives rise to the “normal” sequence of subbands, similar to CdTe, i.e., the bands with primarily Γ_6 symmetry are the conduction subbands and the Γ_8 bands contribute to the valence subbands.

As the QW thickness is increased, the material looks more and more like HgTe and for wide QW layers the band structure tends to be “inverted”. The inverted regime is achieved when QW width, d_{QW} , exceeds a critical value $d_c \approx 6.3$ nm. For the inverted energy spec-

trum in HgTe QW the first size-quantized heavy-hole subband H1 becomes the lowest conduction band [2].

Experimental results and discussion

We investigate the regime of Shubnikov - de Haas (SdH) oscillations in longitudinal, ρ_{xx} , and Hall, ρ_{xy} , resistivities in magnetic fields B up to 2.5 T at temperatures $T = (2-10)$ K for HgCdTe/HgTe/HgCdTe heterostructure with HgTe quantum well width of 20.3 nm, grown on the (013) GaAs substrate and symmetrically modulation doped by In. In studied QW with an inverted band structure the conduction is carried out by the electrons of the size-quantized subband H1 with an extremely small effective mass m_c/m_0 and a large value of g -factor [2]. Electron concentration $n = 1.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ and mobility $\mu = 22 \text{ m}^2/\text{Vs}$.

In the region of doubly degenerate peaks of $\rho_{xx}(B < B^*)$ we note an important characteristic feature: the peaks of $\rho_{xx}(B)$ are observed for *even* filling factors and minima correspond to *odd* $\nu = 7 - 21$. This is in contradistinction to the conventional situation for spin-degenerate case in 2D systems. If we assume that the spin splitting is comparable with the cyclotron splitting, $g\mu_B B > \cong \hbar\omega_c$.

Note, that from another viewpoint the phase shift of SdH oscillations and, at the same time, the half-integer QHE in “ideal” graphene is considered as the manifestation of Berry’s phase (a geometric quantum phase of the electron wavefunction) acquired by Dirac fermions moving in magnetic field [3, 4].

For the phase analysis of quantum oscillations, a plot of the location, $1/B$, for n -th minimum (maximum) in dependence on its number n ($n + 1/2$) should be constructed (Berry diagram). Then the straight lines, corresponding to the linear fit, intersect the axis n at some point $n = n^*$: with an integer value of n^* for topologically trivial systems and with half-integer n^* for topologically nontrivial.

Fig. 1 shows the dependences of the inverse magnetic fields, $1/B_{min}$ corresponding to the minima of the magnetoresistivity for investigated sample in two versions: in dependence on the filling factor, ν , or in dependence on the number, n , of the observed minimum. For our sample, on the dependence $1/B_{min}(\nu)$ we naturally also see a cutoff on the ν axis equal to zero. However, the situation is different for the dependence of $1/B_{min}$ on n : extrapolating it to $1/B \rightarrow 0$ from the region of unsplit peaks ($\nu \geq 7$) we have the limit $n^* = 3.5$, i.e. half integer (!) cutoff value.

However, the half-integer value of n^* we have found has nothing to do with the genuine Berry phase for topologically nontrivial systems. Here, it is a simple consequence of the fact that for $B < B^*$ in the system of doubly degenerate Landau levels there is an "extra" non-degenerate level for $N = 0$ due to the special relation $g\mu_B B \cong \hbar\omega_c$ for HgTe QW with an inverted energy spectrum. Thus, though it looks like in graphene, but it's still not the same as that in graphene.

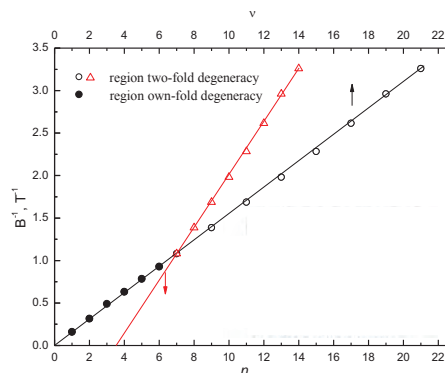


Fig. 1. The dependences of $1/B_{min}$ corresponding to the minima of the magnetoresistivity versus filling factor or number

Conclusions

Reach information concerning the electron spectrum in 2D system may be obtained from a study of Shubnikov-de Haas quantum oscillation effect for longitudinal magnetoresistance. We have investigated the regime of SdH oscillations in magnetic fields B up to 2.5 T at

temperatures $T = (2-10)$ K for HgCdTe/HgTe/HgCdTe heterostructure with HgTe quantum well width of 20.3 nm. In studied QW with an inverted band structure the conduction is carried out by the electrons of the size-quantized subband H1.

The ratio of the Luttinger parameters (γ, γ_1 and κ) of the Γ_8 band in HgTe is such that in the H1 subband the spin splitting is comparable to orbital one, at least for small $k_{||}$. In [1] the related features of the spectrum of Landau levels in the regime of the quantum Hall effect ($\omega_c \tau \gg 1$) were investigated by us. Studying the magnetoresistance in intermediate magnetic fields, $\omega_c \tau > 1$, for relatively large filling factors, we have found yet another interesting consequence of this fact, namely, the anomalous phase shift of the SdH oscillations in the region of doubly degenerate peaks.

A large value of the spin splitting, comparable to the cyclotron energy, leads to a system of doubly degenerate LL with an "extra" non-degenerate level for $N = 0$ in not too strong magnetic fields in our system.

That kind of the imbalance in the degree of degeneracy for LL with $N = 0$ (2-fold) and the remaining LL (4-fold) for electrons (or holes) in monolayer graphene, as a consequence of the exceptional topology of the graphene band structure, leads to the existence of a non-zero Berry phase in SdH oscillations and to a distinctive half-integer quantum Hall effect [3, 4].

The research was carried out within the state assignment of Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (theme "Electron" No. AAAA-A18-118020190098-5), supported in part by RFBR (project No. 18-02-00172).

Литература

1. I.M. Tsdilkovski "Electron spectrum of gapless semiconductors", Springer 1997.
2. S.V. Gudina, V.N. Neverov, E.G. Novik, et al., Low Temp. Phys., **43**, 605 (2017).
3. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, et al., Nature **438**, 197 (2005).
4. Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, P. Kim, Nature **438**, 201 (2005).
5. A.Yu. Kuntsevich, A.V. Shupletsov, G.M. Minkov, Phys. Rev. B **97**, 19543.

Impact of Ge deposition temperature on parameters of c-Si solar cells with textured surface obtained using SiGe islands as an etching mask

V.H. Nguyen¹, A.V. Novikov^{2,*}, M.V. Shaleev², D.V. Yurasov², K. Gotoh¹, Y. Kurokawa¹, N. Usami¹

¹ Graduate School of Engineering, Nagoya University, 464-8603, Japan.

² Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

*anov@ipmras.ru

Ge self-assembled islands grown at different temperatures were used as an etching mask for selective anisotropic etching of Si in order to form a textured surface. The effects of Ge deposition temperature on the texture morphology as well as on the parameters of c-Si solar cells fabricated on such structures were studied for temperature range of 500–800°C. It was revealed that usage of rapid annealing of Si wafer at 800°C prior to growth along with the low Ge deposition temperature of 500°C allowed to achieve the relatively high effective carrier lifetime as compared to structures formed at higher ($\geq 700^\circ\text{C}$) temperatures thanks to the reduced degradation of Si wafer characteristics. Furthermore, the structure obtained using the lowest deposition temperature of 500°C exhibited the highest light absorption among all studied samples thanks to the most homogeneous and most pyramid-like texture morphology. As a result, the calculated characteristics (J_{cs} and V_{oc}) of c-Si solar cells formed on structures in which the Ge islands were grown at 500°C have the highest values among all the investigated cells.

Introduction

Crystalline Si (c-Si) has been the most widely used material for high efficiency solar cells. Recently thin c-Si solar cells became the object of the intensive studies thanks to the reduction of their fabrication costs and also to some emerging applications in flexible devices. However, decreasing the Si wafer thickness reduces the amount of absorbed sun light, which requires the development of new approaches to fabricate the textured morphology on thin c-Si wafers. The conventional methods for texture formation using anisotropic alkaline wet etching process are incompatible with fabrication of thin c-Si solar cells due to the large etching margin ($\sim 20 \mu\text{m}$). Recently, an alternative method for fabrication of anti-reflection structures with much smaller margin was developed using Ge islands as a mask for selective, anisotropic Si wet etching [1]. However, rather high temperatures were used for islands formation in Ref. 1. High temperatures can cause the degradation of Si substrate itself, in particular, the reduction of bulk charge carrier lifetimes occurs. High deposition temperatures also resulted in formation of the rounded surface of textures after etching process, which lead to the lowering of light absorption. As a consequence, high deposition temperatures used for formation of Ge islands, hampered the performance of solar cells.

In this paper, the possibility to reduce the pernicious influence of high temperatures on the parameters of c-Si solar cells with surface textures was studied. It was shown that it is possible to find such islands growth conditions which could, one the one hand, provide the subsequent formation of surface textures sufficient to enhance the light absorption and, on the other hand, possess relatively small thermal budgets.

Experiments

N-type (1–5 $\Omega \text{ cm}$) Czochralski double-side-polished 200 μm thick Si (100) wafers were used for all experiments. The standard RCA cleaning was used for all Si wafers with final dipping in 5% HF solution for H-termination of surface dangling bonds. Final cleaning of Si surface was obtained via thermal annealing in MBE growth chamber at 800°C. After cleaning, the self-assembled islands were formed via deposition of 50 monolayers (1 monolayer $\sim 0.14 \text{ nm}$) of Ge directly on Si. The Ge deposition temperature (T_{g}) was varied in the range of $T_{\text{g}}=500\text{--}800^\circ\text{C}$. After the islands formation the three-step chemical etching was carried out for fabrication of the anti-reflection textured surfaces [1]. Thin doped and undoped a-Si layers were further deposited on etched samples using PECVD technique for surface passivation. Quasi steady state photoconductivity (QSSPC) was used to evaluate the implied

V_{OC} and effective carrier lifetime. The values of J_{cs} were calculated from measured reflection and absorption spectra.

Results and discussion

For reducing the impact of high temperatures on bulk charge carrier lifetime the standard pre-epitaxial thermal annealing of Si wafers was replaced by the flash annealing. The latter represented the fast temperature ramping up to the 800°C followed by the immediate cooldown to the desired Ge deposition temperature. Another advantage of the proposed growth sequence was the Ge deposition directly on Si substrate without use of any buffer layers, which greatly simplifies the overall growth process, since the only Ge source is needed for sample fabrication. It is confirmed that islands formed at all investigated temperatures served as masks for anisotropic etching of Si. In the case of islands grown at 500°C, the mountains formed on Si surface after etching are more pyramidal as compared to the other samples grown at higher temperatures thanks to more homogeneous Ge island distribution. Moreover, the etching margin for textured surface formation is smaller than 1 μ m for all Ge growth temperatures which indicates that the proposed method for Si texturing can be applied to thin c-Si wafers needed for flexible solar cells. The measurements of reflection and transmission of the etched samples have shown that the absorptance of the sample with Ge islands grown at 500°C is the highest among all investigated samples. The potential short-circuits current density (p-JSC) of textured structures was calculated using obtained absorption spectra in the range of $\lambda=300\div1120$ nm and AM1.5 (λ) (the sun photon flux density on the earth surface). The p-JSC were about 24.1, 35.9, 35.5, 35.3 and 35.3 mA/cm² for the reference Si wafer and textured samples with islands deposited at 500, 600, 700 and 800°C, respectively. These results demonstrate that the high-efficiency anti-reflection structures could be formed using Ge self-assembled islands grown at low temperature.

The effective carrier lifetimes (τ_{eff}) as a function of the excess carrier density was measured by QSSPC for all textured samples with a-Si layers deposited on both sides of samples. The effective carrier lifetime of flat Si substrate ($\tau_{eff}=950$ μ s) was higher than those of textured Si substrates since the pyramid-like morphology may produce the local cracks of the a-Si:H(i) layer.

Those local cracks can be considered as recombination centers. Furthermore, annealing of Si substrate before and during the epitaxial growth may also have an impact on some properties of a Si wafer, which may influence on τ_{eff} . The obtained τ_{eff} for $T_g=500^\circ\text{C}$ and 600°C were comparable (~ 500 μ s). However, τ_{eff} decreased down to 390 μ s for at $T_g=700^\circ\text{C}$ and further abruptly dropped down to 16 μ s in sample with islands grown at 800°C. The implied V_{OC} extracted from QSSPC were 710, 660, 669, 650 and 562 mV for flat Si substrate and textured Si samples with $T_g=500, 600, 700,$ and 800°C, respectively. The investigations of transient photovoltage decay spectroscopy have shown that the photovoltage decays very rapidly in the textured surface obtained using $T_g=800^\circ\text{C}$. To the contrary, for the bare Si wafer and textured samples with lower T_g , the photovoltage decays relatively shallower, which confirms that smaller amounts of recombination centers were introduced at lower Ge deposition temperatures.

In conclusion, it was demonstrated that Si wafers with surface textured using Ge islands formed at the lowest deposition temperature of 500°C exhibited the highest light absorption among all studied structures thanks to the most homogeneous and most pyramidal morphology of a texture. This allowed to reach the value of p-J_{SC} for such wafers as high as 35.9 mA/cm². Usage of low temperatures for islands formation in combination with flash annealing of Si wafer at 800°C before the Ge deposition and formation of islands directly on Si substrate resulted in the significant increase of the effective carrier lifetimes compared to structures formed at higher ($\geq 700^\circ\text{C}$) temperatures due to the reduced degradation of Si wafer characteristics. For solar cells formed on samples with Ge deposition temperature of 500°C, the obtained effective carrier lifetime was ~ 480 μ s with implied V_{OC} of 660 mV. The obtained results pave the way for fabrication of high efficiency thin c-Si solar cells by engineering the surface morphology to improve the light absorption.

The research was supported by the Japan Society of Promotion Science (JSPS) and the Russian Foundation for Basic Research (RFBR) Grant # 18-52-50008.

References

1. D.V. Yurasov, A.V. Novikov, *et al.*, // Materials Science in Semicond. Processing. 75 143 (2018).

Controlling rate of photothermal ionization in photoconducting spectra of selenium doped infrared silicon detector

S.G. Pavlov^{1,*}, A. Pohl², V.B. Shuman³, L.M. Portsel³, A.N. Lodygin³, Yu.A. Astrov³, H.-W. Hübers^{1,2}

1 Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Germany.

2 Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 25, 12489 Berlin, Germany.

3 Ioffe Institute, Politekhnicheskaya str. 26, 194021 St.-Petersburg, Russia.

*sergeij.pavlov@dlr.de

Diatomic centers of double donor doped silicon have lower chemical shifts as compared to the corresponding atomic impurity and by this essentially extend spectral sensitivity of silicon extrinsic infrared detectors towards longer wavelengths. Additional expansion of the detector spectral band, up to the effective-mass approximated theoretical value of about 2.7 THz, can be obtained by photothermal infrared absorption originated from intracenter transitions of a dopant. Due to large energy gaps between lowest excited states of double donors in silicon related photothermal transitions have complex dependences on electric bias and ambient temperature. We have investigated the operational conditions suitable for expanding the low temperature detection wavelength cut-off of selenium doped silicon infrared detectors towards 6.2 μm .

Silicon doped crystals have been considered for a while as promising extrinsic infrared detectors in the far- but also in the mid-infrared wavelength ranges especially in atmospheric infrared windows, 2-2.7 μm , 3-5 μm and 8-14 μm [1]. Although less effective than intrinsic narrow band-gap semiconducting infrared (IR) detectors [2], they have a potential to be integrated in optoelectronic silicon on-chip devices in order to save on separate electronics and interconnects between the emitters, detectors and other optical and electronic modules. The proper choice of dopant in silicon and its operational mode gives advantages to permit the highest background limited operational temperature for the particular infrared spectral range.

A number of dopants in silicon were previously thoroughly explored for the 3-5 μm spectral ranges, background limited performance was demonstrated for Si:In at about 60 K (binding energy of single acceptor ~ 156.9 meV [3]) and for Si:S (binding energy of neutral double donor ~ 318.4 meV [4]) at about 75 K respectively [5]. Selenium (binding energy of neutral double Se^0 donor ~ 306.7 meV [4]) doped silicon infrared detectors showed detectivity up to 2.2×10^{11} cm Hz^{1/2} W⁻¹ with a peak response at 3.5 μm at temperatures from the low (5 K) to almost 120 K [6], the highest operating temperature of any 3-5 μm silicon detector. Additional bands at low frequency side of Si:Se photoconducting (PC) detectors were observed at low temperature and ascribed to molecular complexes of selenium (Se_2) [6].

The reliable technological approach for diffusion doping of silicon from the gas phase in sealed quartz ampoules has been developed recently [7]. The technique allows to reach targeted concentration of the substitutional atomic neutral selenium centers (Se^0) with controllable concentration of the diatomic neutral selenium centers (Se_2^0). Diffusion in silicon crystals of p-type with a low concentration of boron was performed at a temperature of $T = 1240^\circ\text{C}$ over the course of 240 h. After the process was complete, the ampule containing the samples was cooled together with the furnace. The result of doping at selenium vapor pressure $p_{\text{Se}} = 0.027\text{--}0.87$ atm was evaluated by Hall effect measurements in the temperature range 78–500 K. Relative concentration of various centers in the doped crystals were determined by low-temperature infrared absorption spectroscopy. The Si:Se samples were cut from the wafers doped to the concentration of Se^0 centers between 10^{16} cm⁻³ and 5×10^{16} cm⁻³. Samples were wedged to about 1.5° and optically polished. The contacts have been made on edge facets of the samples by chemical deposition of nickel containing phosphorus, followed by the sample annealing at $T \sim 500^\circ\text{C}$. Variable voltage from a $16 \times 9\text{V}$ battery pack has been applied to the Si:Se PC detector by a standard PC voltage bias scheme. The PC response was taken from a serial resistance and fed directly in a Fourier-transform infrared Bruker spectrometer Vertex 80v. Typical IR transmission and PC spectra measured for one of the Si:Se samples are shown in Fig. 1.

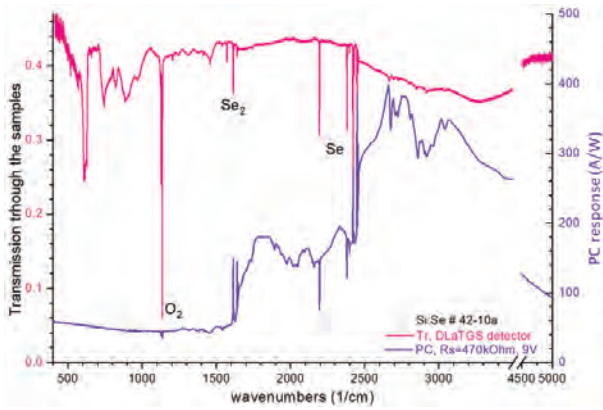


Fig. 1. Low temperature IR transmission and PC spectra for sample Si:Se #42-10a. Note characteristic photothermal (intra-center, discrete lines) and photoionization (impurity-conduction band state continuum) bands in the PC response. Bias voltage 9 V, distance between contacts is about 7 mm

The photoconducting spectra of the Si:Se samples mirror their transmission spectra in most of details. Intra-center transitions of diatomic Se_2^0 centers extend the detectivity band onto about 1.5 THz towards $\sim 6.2\mu\text{m}$, while intracenter transitions of the Se^0 centers fall into the Se_2^0 PC continuum. The magnitude and sign of Se^0 and Se_2^0 related intracenter features in the PC spectra depends on the binding energy of particular excited donor state and applied external electrical bias. At low biases the Se_2^0 related intracenter lines have low magnitude at low photon energy side and spectrally resolved structure very close to those observed in the IR absorption spectrum; the Se^0 related intracenter lines appear: at low photon energy side ($1s(A_1) \rightarrow 1s(T_2)$, $1s(E)$, $2p_0$, $2s$ Se^0 transitions) as dips in the Se_2^0 PC continuum (negative response); at high photon energy side (from $1s(A_1) \rightarrow 2p_{\pm}$ transition and upward) as a positive PC response, but with magnitudes essentially lower if compared to the corresponding relative intensities in the IR absorption spectra. The larger the bias, the larger is positive contribution of the intracenter related transitions in the PC response. At the same time transitions into the highest excited states of both donor types become unresolvable at large bias values. The photothermal relative contribution in the PC response of our Si:Se detectors slightly increased with increase of the crystal temperature up to 100 K, but integrated PC response decreased.

We assign the observed behavior of the magnitudes of intracenter transitions to a low rate of thermal ionization in the photothermal process [8] which is enabled for observation due to shifted and overlapping Se^0 and Se_2^0 donor photoionization spectra and moderate opti-

cal density of the Si:Se samples. Large intrastate energy gaps between the lowest excited states of a Se^0 center in silicon ($1s(T_2) \rightarrow 2p_0$ is about 270 meV [3]) reduce the probability for ionization of these deep centers, that leads to reduced probability of related contribution in the PC response at low bias (low potential causing tunneling from excited Coulomb states of electrons bound to a donor center). Such an effect has been observed earlier in PC spectra of Si:Se samples at electric fields of 10 V/cm [9]. The higher the bias, the larger is the rate of photothermal activation and therefore the stronger are positive contributions of intracenter transitions to the PC response. Rising ambient temperature, up to max 40°K, leads to the increase of integral conductivity response and also to a change of balance between the described contributions in the Si:Se detector response in the range of intracenter transitions. Thus, electric bias and ambient temperature influence on the rate of thermal ionization and by this on the photothermal conductivity spectra.

This work was partly supported by the joint German-Russian research project of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Project No. 389056032) and of the Russian Foundation for Basic Research (Project No 18-502-12077-DFG).

References

1. N. Sclar // *Infrared Physics*, V. 16, 435 (1976).
2. P. Norton // *Opto-Electronics Review*, V. 10, 159 (2002).
3. B. Pajot, "Optical Absorption of Impurities and Defects in Semiconducting Crystals: Hydrogen-like Centres", Springer, Berlin, 2010, and Ref. therein.
4. H. G. Grimmeiss, E. Janzén, and K. Larson // *Physical Review B*, V. 25, 2627 (1982).
5. N. Sclar // *Infrared Physics*, V. 17, 71 (1977).
6. N. Sclar // *J. Applied Physics*, V. 52, 5207 (1981).
7. Yu. A. Astrov, V. B. Shuman, L. M. Portsel, and A. N. Lodygin // *Semiconductors*, V. 48, 413 (2014).
8. Sh. M. Kogan and T. M. Lifshits // *physica status solidi (a)*, V. 89, 11 (1977).
9. E. Janzén, R. Stedman, G. Grossmann, and H. G. Grimmeiss // *Physical Review B*, V. 29, 1907 (1984).

Doubling of gyrotron radiation frequency due to nonlinear susceptibility in InP:Fe

V.V. Rumyantsev^{1,*}, A.P. Fokin², M. Tani³, T. Furuya³, J. Afalla³, Y. Ono³, M. Fukunari³, Y. Tatematsu³, R. Kamiya³, R. Okamoto³, K.V. Maremyanin¹, M.Yu. Glyavin², V.I. Gavrilenko¹, S.V. Morozov¹

¹ Institute for Physics of Microstructures of RAS, Nizhny Novgorod, Russian Federation.

² Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russian Federation

³ Research Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui, Japan.

*rumyantsev@ipmras.ru

In this paper we consider the prospects of InP:Fe semiconductor for frequency doubling in the sub-THz range due to the second order susceptibility of the crystal lattice. The second harmonic (SH) from InP:Fe wafers under gyrotron excitation at 263 -- 265 GHz was revealed by nonlinear enhancement of SH radiation intensity with the intensity of the fundamental wave (FW), orthogonal polarization as well as in low-resolution spectrum measurements. Conversion efficiencies of $3 \cdot 10^{-7}$ -- $4 \cdot 10^{-5}$ were reached in the "proof-of-concept" experiment with FW intensity 0.047 -- 7 kW/cm². The results suggest that conversion efficiency about ~ 1% is feasible at FW intensity of 200 kW/cm².

Introduction

At present, there is much activity aimed for development of terahertz (THz) range radiation sources, needed for a variety of scientific and practical applications [1]. About a watt of continuous wave (CW) radiation at room temperature would be interesting for real applications, however such figures of merit are still out of limits for most of the incumbent technologies, like backward wave oscillators or [2] semiconductor quantum cascade lasers [3-5]. Molecular lasers, although operating at room temperature, are available only for a fixed set of frequencies [6]. THz radiation sources based on femtosecond lasers exhibit an extremely broad spectrum (~1 THz wide), which is not always acceptable for spectroscopy applications and rather low output power [7]. Currently, the media of choice for optical rectification are LiNbO₃ [8], ZnTe [9], GaP [10] crystals. They all have fairly high losses in the THz range and the conversion efficiency even for state-of-the-art experiments is approaching 10^{-3} [8] and in typical cases is an order of magnitude lower.

Alternative way to obtain intense THz radiation is to "multiply" the frequency using nonlinear susceptibility in semiconductors. This approach requires intense sources with the fundamental wave (FW) frequency in sub-THz range, among which there were mainly molecular lasers. However, recently a sufficient progress has been made in the development of sub-THz range gyrotrons. Continuous wave gyrotrons with frequencies of 527 GHz [11] and 593 GHz [12] have been demonstrated with output powers of tens of watts. A CW gy-

rotron with frequency of 1.08 THz at the second harmonic (SH) of gyrofrequency was developed using the unique cryomagnet with the magnetic field of up to 20 T [13]. Also a double-beam gyrotron operating at the second-cyclotron harmonic with frequency of 0.8 THz was demonstrated [14]. The IAP RAS developed a number of conventional CW gyrotrons on the basis of "dry" cryomagnet with magnetic field up to 10 T with frequencies 250 GHz [15], 263 GHz [16] and 527 GHz [17] as well as CW and pulsed large-orbit harmonic gyrotrons with frequencies up to 1 THz [18] and pulsed gyrotrons based on unique solenoids with magnetic fields up to 50 T that allowed to obtain 0.5 kW at 1.3 THz with pulse duration ~ 40 μs [19].

Previous works focused on generating the third harmonic of gyrotron radiation in n-type Ge and Si [20, 21]. Third harmonic generation was demonstrated in Ref. [20] with the effectiveness of 0.05% under gyrotron pumping with 70 GHz frequency, and in Ref. [21] under gyrotron pumping with 118 GHz frequency and 0.07% conversion efficiency. The frequency tripling is possible in semiconductor materials due to the third order nonlinearity, which is predominantly electronic [22, 23].

For modern gyrotrons frequency doubling is enough to obtain frequencies above 1 THz, and therefore use of the second order lattice nonlinearity is possible. The frequency doubling is possible in crystals lacking the inversion centre. Note that conventional approach of SH generation, used in optics, has not been widely implemented in microwave region. Frequency doubling in

GaAs was studied in several works, but mostly for fundamental interest since the conversion efficiency obtained was rather low $\sim 10^{-7}$ [24, 25]. Note that the efficiency of conversion is controlled mainly by the magnitude of nonlinearity and the length of the crystal [30]. While there are semiconductor materials with higher second-order nonlinearity than that of GaAs, like InP, InAs or GaSb, most of them have higher losses at sub-THz frequencies limiting the practicable crystal length dramatically. As illustrated in our previous papers [29], state-of-the-art InP doped with Fe combines high second order nonlinearity with low dielectric losses in sub-THz region [31]. In this work we implement InP:Fe to demonstrate the possibility of doubling the frequency of sub-THz gyrotron radiation in experiment.

Experiment

Two gyrotron setups were used for frequency doubling experiments: (i) cw gyrotron operating at 263.15 GHz with variable output power from 20 W to 800 W at IAP RAS, Nizhny Novgorod, Russia (ii) pulsed gyrotron operating at 265 GHz with output power from 4 W to 700 W and pulse duration of 1 ms, located at Research Center for Development of Far-Infrared Region, University of Fukui, Japan [32]. Both gyrotron provided Gaussian beam with 14 mm waist at the output window.

Aside from different gyrotron operation mode and InP:Fe crystals used, there were also differences in the optical scheme and measurements setups, as described below. However, in both experiments the gyrotron radiation was incident normally to (110) facet of the InP:Fe crystal. As it is well known, for zinc blende crystal the only non-zero components of the second order susceptibility tensor are those with all three different indices. Therefore, the crystal was oriented so that the electric field of the fundamental wave was collinear to [1-10] direction. Such configuration is thought to be optimal for obtaining the SH radiation, which is expected to be polarized along [100] axis (Fig 1(a)).

The CW regime available at the first setup allowed us to obtain the spectrum of radiation emitted from the sample, using standard lock-in (modulation) technique. To do so, a fixed portion of gyrotron radiation ($\sim 10\%$) was split using mica plate glass and guided to the oversized waveguide with a focusing horn at the end. A stack of InP:Fe wafers was placed at the output of the horn overlapping the entire output aperture.

To sift the radiation coming from the InP:Fe sample and separate the SH, we used the perforated plate filter that was tightly connected to another oversized waveguide leading to the photoelectric detector immersed in the liquid helium. InSb [29] or HgCdTe [33] photoreistor were used as the detector. The perforated plate acting as high-pass filter allowed 60 dB attenuation of the FW. To perform the spectral analysis of the filtered radiation we exploited the cyclotron resonance effect in a HgTe/CdHgTe quantum well heterostructure. Before the filtered radiation could hit the detector, it was transmitted through the QW structure placed inside a superconducting magnet. Due to the fact that the effective mass of electrons in HgTe/CdHgTe can be extremely small $\sim 0.01m_0$ [34], where m_0 is the free electron mass, the cyclotron resonance for 263 GHz and 526 GHz occurs at quite low magnetic fields of ~ 0.3 T and ~ 0.6 T.

Fig. 1(b) shows the magnetotransmission spectra corresponding to 18-mm-long InP:Fe stack. Since quasi-cw regime was used, this experiment was performed at low intensity of fundamental radiation ranging from 20 W/cm² to 60 W/cm² to avoid sample heating. The conversion efficiency can be estimated as $(3 - 5) \cdot 10^{-7}$. Because the perforated plate allows only 60 dB of attenuation of the FW both the SH and radiation at 263 GHz are present in the spectrum.

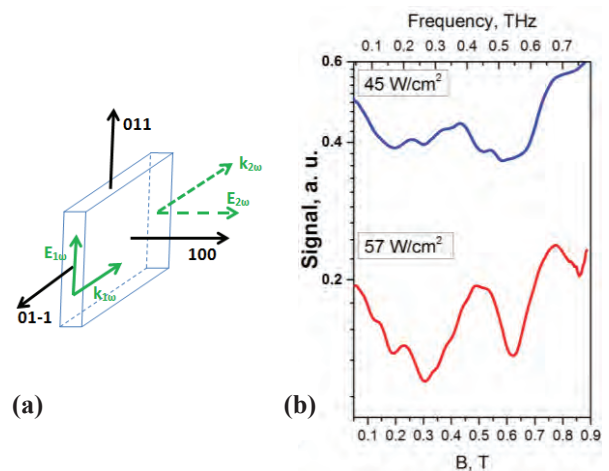


Fig. 1. (a) The configuration of the experiment optimal for SH generation; (b) magnetotransmission spectra for radiation from the output of 18-mm-long InP:Fe crystal under excitation at 263 GHz with different intensities (labeled)

Increasing the intensity of radiation at the fundamental frequency can sufficiently enhance the SH generation. To study frequency doubling at high excitation the second gyrotron setup was used. In this experiment tapered parallel plate waveguide (TPPWG) was used to increase the intensity of the fundamental wave. The

distance between the plates allowed 0.375 mm thick InP:Fe wafers to be placed inside the waveguide. Thus, the radiation at the fundamental frequency was localized within 0.375×14 mm strip, providing $\sim 7.6 \text{ kW/cm}^2$ intensity at 400 W of gyrotron power and therefore conversion efficiency of about $4 \cdot 10^{-5}$ was expected. A wire grid polarizer was set before the TPPWG to clamp the polarization of the FW to the InP:Fe wafer plane. Two wire grid polarizers placed at the output of TPPWG were oriented orthogonally to the polarizer at the input in order to decouple the SH radiation before it could reach the pyroelectric detector. The length of the InP:Fe crystal was varied from 2.5 mm to 10 mm in this experiment. Fig. 2 provides the signal on the detector vs. the intensity of gyrotron radiation at the fundamental frequency. The telltale sign of the SH generation is the nonlinear rise of the detector signal with the intensity of the FW as well as with the sample length. As can be seen from the inset, presented in logarithmic scale, SH intensity grows approximately as the square of the intensity at the fundamental frequency in the entire range under study. Rough estimate of the SH power incident on the pyroelectric detector of 1 - 10 mW at gyrotron power of 400 W is consistent with the expected efficiency of conversion $\sim 10^{-5}$.

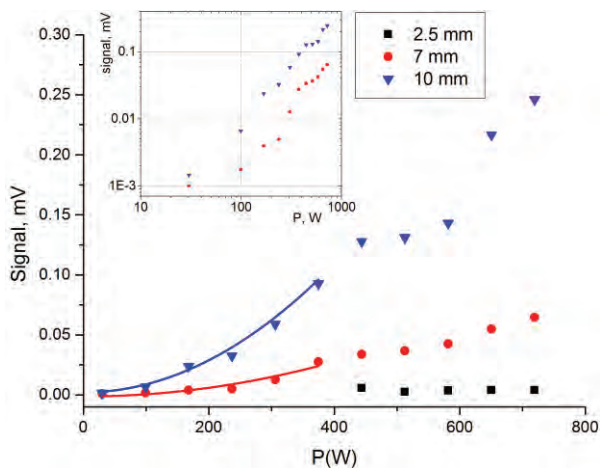


Fig. 2. The intensity of the cross-polarized SH at the detector vs. the intensity of the FW for different sample length. The inset provides the same data in logarithmic scales. The solid curves are parabola fit to the initial portion of the experimental data

Increase in SH intensity with the sample length is even more rapid than square-law, but it can be due to many reasons. To mention as an instance, the cleaved piece of the wafer is basically Fabri-Perot resonator both for the FW and for the SH. Therefore, at certain sample lengths the SH emission can be enhanced due to electrodynamic properties of this system.

To be able to consider these properties comprehensively, exact values of the refractive index are required at the relevant frequencies. This data is of paramount importance because phase matching between the FW and the SH is also the factor that controls the practicable sample length. From the published experimental data on the refractive index $n(k)$ in InP:Fe [31], one can expect quite large "coherence length" $L = (k\Delta n)^{-1}$ (where $\Delta n = n(k_{SH}) - n(k_{FW})$) of up to ~ 50 cm. However, even the least favorable case of the absorption and $n(k)$ dispersion of InP:Fe in the relevant spectral region should allow optimal crystal length $L_{opt} = 0.25\lambda/\Delta n$ of about 5 -- 7 cm in the free space [29]. Our first experiment indirectly confirms that it is at least ~ 2 cm, since a noticeable increase in the intensity of radiation from the sample was detected only when the sample length was increased up to 18 mm and no Maker fringes were observed for shorter crystals. In the second experiment, the phase matching is influenced by the TPPWG and analysis is complicated without identification of the particular waveguide modes involved into the frequency conversion.

To conclude, InP:Fe have been demonstrated to be a promising medium for frequency doubling in the sub-THz range. Conversion efficiencies of 10^{-7} -- 10^{-5} were reached in the "proof-of-concept" experiment. Modest intensity of SH obtained in this work is a direct result of a rather low intensity of the FW. The results suggest that dramatic enhancement of SH is possible by increasing the intensity of the FW and the sample length. Note that previous work implemented intensities on the order of 200 kW/cm^2 to obtain conversion efficiency of only 10^{-7} for frequency doubling in GaAs [24].

The free space configuration of the experiment is the simplest and the most straightforward one but requires an intense power source, which is hardly feasible for cw operation. Under the fixed power of the source one should localize the radiation as much as practical to enhance the nonlinear conversion. Waveguide configuration allows concentration of the fundamental radiation within a thin wafer, which is also beneficial for the sample cooling. However, the phase matching between the SH and the FW in the waveguide requires comprehensive calculation of the waveguide mode involved, as mentioned above. The calculation should also take into account the dispersion of the refractive index in the exploited InP:Fe wafers, or at least the refractive index values at the FW and SH frequencies. The latter can be taken from free-space experiment or measured independently. Note that there might be some room for

increasing the “coherence length” above the free-space value by varying the TPPWG height. However, even for sample length of 5 -- 7 cm one can expect a tenable conversion efficiency reaching ~ 1% at FW intensity of 200 kW/cm².

The work was supported by Russian Science Foundation grant #18-79-10112.

References

1. Song, H.J. (Ed.), Nagatsuma, T. (Ed.). Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications. // New York: Jenny Stanford Publishing (2015).
2. Xiong Xu et al. // Phys. Plasmas. 2012. 19, 013113.
3. Williams B.S. // Nat Photonics. 2007. V.1. P. 517.
4. Fatholouloumi S et al // Optics Express. 2012. 20 (4). 3866.
5. Wang X. et al. // AIP Advances. 2016. 6. 075210.
6. Dodel G. Infrared Phys. Technol. 1999. 40 127–39
7. Lewis R.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. 47 374001
8. Sergey B. Bodrov et al // Applied Physics Letters. 2013. 103. 251103
9. Vidal S. et al // J. Opt. Soc. Am. B. 2014. 31, 149-153.
10. Taniuchi T., Nakanishi H. // Journ. Appl. Phys. 2004. v. 95, 7588.
11. S. K. Jawla et al // IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 67, no. 1, pp. 328-334, Jan. 2020. doi: 10.1109/TED.2019.2953658
12. M. Blank, P. Borchard, S. Cauffman and K. Felch, 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Nagoya, 2018, pp. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8510010
13. T. Idehara and S. P. Sabchevski, // IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 46, no. 7, pp. 2452-2459, July 2018. doi: 10.1109/TPS.2017.2775678
14. Idehara T. et al // Rev.of Sci.Instrum. 2017. 88. 094708.
15. G.G. Denisov et al., // Review of Scientific Instruments 89, 084702 (2018);
16. Glyavin M. Yu. et al. // Review of Scientific Instruments. 2015. 86. 054705.
17. G. G. Denisov et al., 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Paris, France, 2019, pp. 1-3. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874359;
18. I. Bandurkin et al // International Vacuum Electronics Conference (IVEC), Busan, Korea (South), 2019, pp. 1-2. doi: 10.1109/IVEC.2019.8745126
19. M. Y. Glyavin and A. G. Luchinin, // 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Pasadena, CA, 2008, pp. 1-2. doi: 10.1109/ICIMW.2008.4665546
20. Keilmann F. et al // Europhys Letters, 11 (4). 337
21. Narkowicz R. et al // Acta Physica Polonica A. 2011. V. 119, No. 4, p. 509
22. Seeger K. // J. Appl. Phys. 1963. 34, 1608-1610.
23. Nimitz G. and Seeger K. // J. Appl. Phys. 1968. 39, 2263-2266.
24. Mayer A. and Keilmann F. // Phys. Rev. B. 1986. 33, 6954-6961.
25. Dekorsy T. et al, // Phys. Rev. Lett. 2003. 90, 055508-1/4.
26. McFee J.H., Boyd G.D., Schmidt P.H. // Appl. Phys. Lett. 1970. V.17 P.57.
27. Flytzanis C. // Phys.Rev. B. 1972. v.6, 1264.
28. Madelung, Semiconductors: Data Handbook (Springer-Verlag, New York, 2003).
29. V. V. Rumyantsev et al, Semiconductors 53 (9), 1217 (2019).
30. Frits Zernike & John E. Midwinter Applied Non-linear Optics John Wiley & Sons Inc. 1973
31. Alyabyeva L.N. et al. // Scientific Reports. 2017. 7. 7360.
32. Y. Tatematsu et al, J. Infrared Milli. Terahertz Waves 36, 697 (2015).
33. V. V. Rumyantsev et al // Semiconductor Science and Technology 28 (12), 125007 (2013).
34. A. V. Ikonnikov et al // JETP Lett. 92, 756 (2010)

Photoluminescence of As-S films, doped with Yb³⁺ ions

D.A. Usanov^{1*}, A.V. Nezhdanov^{1§}, M.A. Kudryashov¹, A.O. Zhukov¹,
M. Ferrari^{2,3}, A. I. Mashin¹

¹ Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod - National Research University, 23 Gagarin Avenue, Nizhny Novgorod, Russia, 603950.

² IFN-CNR CSMFO Lab. and FBK Photonics Unit, Povo-Trento, Italy, 38123.

³ Museo Storico della Fisica e Centro Studi e Ricerche "Enrico Fermi", Piazza del Viminale 1, Roma, Italy, 00184.

*usanov@phys.unn.ru , §nezhdanov@phys.unn.ru

In this work, we demonstrate the possibility of using the method of plasma-enhanced chemical vapour deposition employing vapours of elemental reagents to obtain amorphous films of chalcogenide semiconductors doped with ions of rare-earth elements. By controlling the temperature of the vapour's sources and the composition of the low-temperature nonequilibrium plasma, we synthesized amorphous As-S films doped with ytterbium in the range of 0.6 – 8.4 at. %.

Introduction

The doping of semiconductors and dielectrics with rare-earth elements is a commonly used technique for creating various elements for a wide range of practical applications. And there are still uses that have not been properly explored yet. In particular, on their basis it is possible to create planar devices for mid-IR radiation detection, which includes frequencies of vibrational modes of a large number of chemical compounds [1, 2]. As an active medium, sulphur, selenium and tellurium –based chalcogenide glasses are the most suitable materials for these devices because of their wide IR transparency region (up to 20 μm) [3]. However, low solubility of rare-earth elements in these glasses, reduced efficiency of a formation of active luminescent centres and a tendency of a medium to crystallize upon doping [4, 5] inhibit the development of this scientific area. It is expected that these problems can be solved

using the modified PECVD method, modernized to operate substances with high melting point and low saturated vapour pressures.

Experimental

A series of As-S: Yb films was obtained using a plasma-enhanced chemical vapour deposition equipment employing solid elemental precursors, the scheme is shown in Fig. 1. The composition of the films was established by controlling the temperatures of the precursor sources (160 °C for sulphur and 370 – 380 °C for arsenic). The source of ytterbium vapour was located in the plasma discharge. High purity argon was used as plasma-forming (13.56 MHz, power 30 W) and carrier gas at an operating pressure of 0.1 Torr. Epi-polished sapphire (1102) plates were used as substrates. The substrates' temperature during the deposition processes was maintained at 5 °C.

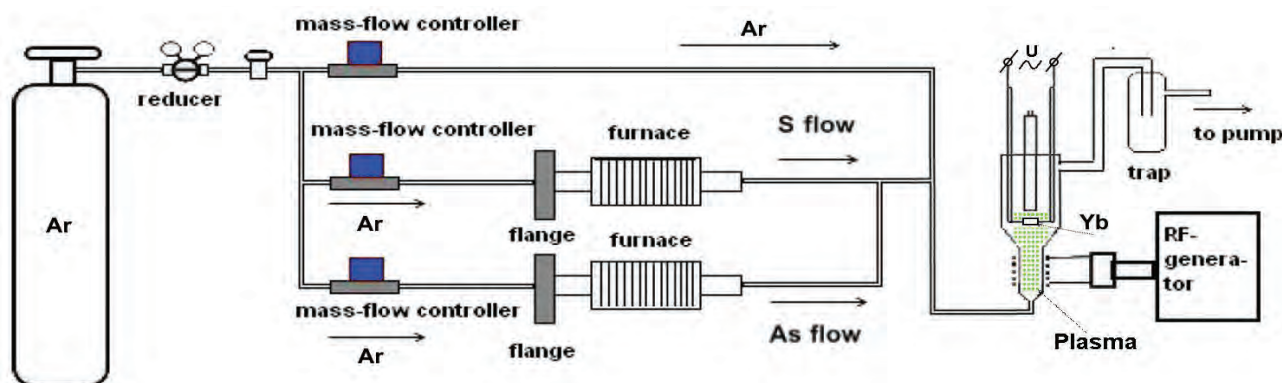


Fig. 1. The scheme of the elemental precursor PECVD equipment

Results

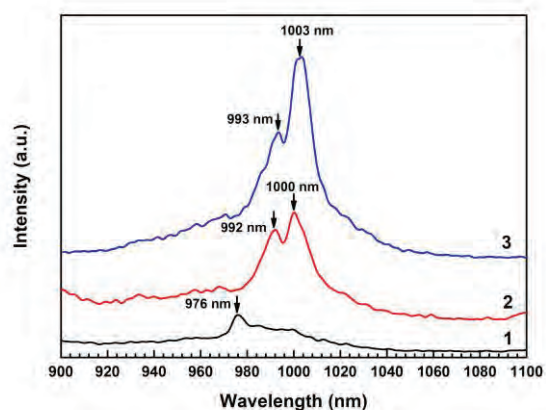


Fig. 2. Photoluminescence spectra ($T=300$ K) of the films with composition $As_{41.6}S_{50}Yb_{8.4}$ (line 1), $As_{41.3}S_{55.5}Yb_{3.2}$ (line 2) и $As_{32.7}S_{66.7}Yb_{0.6}$ (line 3) pumping at 785 nm

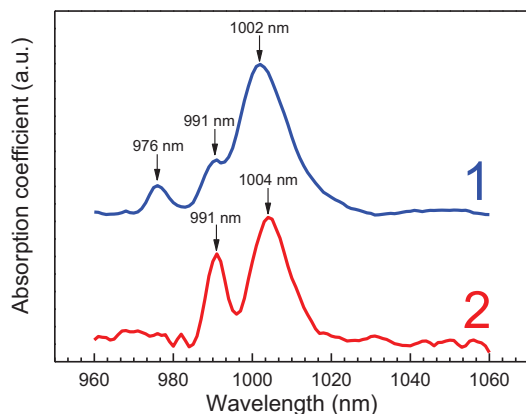


Fig. 3. Absorption spectra of $As_{41.6}S_{50}Yb_{8.4}$ (line 1) и $As_{41.3}S_{55.5}Yb_{3.2}$ (line 2) films

In the study we synthesized and characterized amorphous As-S films with an arsenic content of 30 to 40

at. % doped with Yb^{3+} in concentrations from 0.6 to 8.4 at. %. Room temperature photoluminescence (PL) peaks in the spectral region 970 – 1020 nm were detected and identified (fig. 2).

A correlation of shape and intensity between the photoluminescence peaks and the absorption lines (fig. 3) in this spectral area was revealed.

Relying on studies of optical properties and near-order structure (by Raman spectroscopy) of the films, a model was proposed for the influence of the composition and atomic structure of the glassy (amorphous) matrix on the efficiency of Yb radiation.

References

1. G.C. Righini, M. Ferrari, // *Rivista del Nuovo Cimento*, V. 28, 12 (2005).
2. F. Starecki, F. Charpentier, J. Doualan, L. Quetel, K. Michel *et al.* // *Sensors and Actuators A: Physical*, Elsevier, V. 207 (Part A), 518-525 (2015).
3. L. Brilland, F. Charpentier, J. Troles, B. Bureau, C. Boussard-Plédel, J.L. Adam, D. Méchin, D. Trégoat *et al.* // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, (2009).
4. A. Galstyan, S. Messaddeq, I. Skripachev, Y. Messaddeq *et al.* // *Optical Materials Express*, (2016).
5. A. Galstyan, S. Messaddeq, C. Segre, Y. Messaddeq // *Optical Materials Express* (2016).

Влияние условий зарождения на свойства слоев GaSb/Si(001) при молекулярно-лучевой эпитаксии

Д.С. Абрамкин^{1,2,*}, М.О. Петрушков¹, Е.А. Емельянов¹, М.А. Путятю¹, А.В. Васев¹, М.Ю. Есин¹, Д.И. Лошкарёв¹, О.С. Комков³, Д.Д. Фирсов³, В.В. Преображенский¹

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

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

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет им. В.И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

*dalamber.07@mail.ru

Структуры GaSb/Si выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(001), отклоненных на 6° к плоскости (111). Исследовано влияние состава и способа зарождения начальных слоёв Al₃B₅/Si на характер рельефа поверхности GaSb/Si структур и их кристаллические и оптические свойства. Показано, что для получения качественных гетероструктур GaSb/Si предпочтительным режимом зарождения является рост через подслоя GaP в условиях, когда димеры атомов V группы на поверхности ориентированы перпендикулярно краям террас.

Введение

Материалы A^{III}Sb широко применяются для создания оптоэлектронных приборов ИК диапазона, таких как лазеры, светодиоды, фотодиоды и др. [1]. Структуры на их основе выращивают на труднодоступных подложках GaSb. В этой связи разработка технологии получения высококачественных искусственных подложек GaSb/Si является актуальной задачей. Кроме того, интеграция оптоэлектронных устройств ИК диапазона, основанных на GaSb, и кремниевой электроники открывает перспективы существенного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу [2].

Из-за существенных различий в значениях постоянных решеток GaSb и Si (около 12%), выращивание GaSb/Si структур сопряжено с появлением гигантских механических напряжений, приводящих к введению сетки дислокаций несоответствия на начальных стадиях роста. В докладе обсуждается исследование влияния способов зарождения GaSb слоёв на Si на кристаллические и оптические свойства эпитаксиальных GaSb/Si структур, выращенных на вицинальных подложках Si(001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Рассмотрены способы зарождения, отличающиеся составом переходных слоёв, а так же ориентацией димеров V группы на поверхности роста относительно краев ступеней (димеры параллельны краям террас – ориентация (001), перпендикулярны – (00-1)).

Рост GaSb/Si структур

Структуры GaSb/Si выращивались на установке МЛЭ «Штат». С целью подавления образования в эпитаксиальных пленках антифазных доменов использовались подложки Si(001), отклонённые на 6° к плоскости (111). Зарождение GaSb (первые 5 монослоёв (МС)) инициировалось методом атомно-слоевой эпитаксии как на поверхности подслоя GaP/Si [3], так и на поверхности Si, покрытой одним слоем атомов As [4]. Способом формирования подслоёв GaP и As задавалась ориентация пленки GaSb (001) или (00-1). После слоев зарождения основные слои GaSb толщиной 500 нм выращивались методом МЛЭ со скоростью 1 МС/с при температуре 400°C. После роста все образцы подвергались процедуре циклического отжига. Выращенные гетероструктуры GaSb/Si были исследованы методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии стационарной фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты

Обнаружено, что у пленок GaSb с ориентацией (001) значения среднеквадратичной шероховатости поверхности (Sq) лежат в диапазоне 2.4 – 3.3 нм, что в два раза превышает Sq у пленок GaSb(00-1) (1.2 – 1.4 нм). Как видно из рисунка 1, у пленок GaSb(001) более выражена анизотропия рельефа, что, связано с анизотропным характером диффузии адатомов Ga по вицинальной поверхности (001).

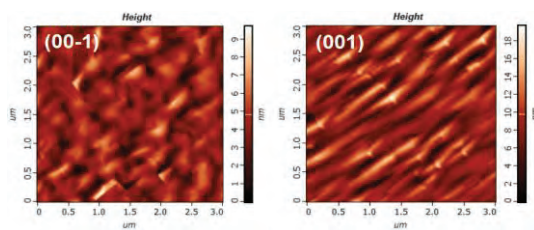


Рис. 1. АСМ изображения поверхности GaSb/Si структур с различной ориентацией

По данным [5] коэффициент поверхностной диффузии Ga по GaAs(001) в направлении $[-110]$ в четыре раза превышает коэффициент в направлении $[110]$. В случае vicинальной пленки с ориентацией (001) направление ступеней $[-110]$ совпадает с направлением максимальной диффузии адатомов Ga. В перпендикулярном направлении наличие барьера Швевеля на краях террас [6] приводит к снижению эффективного коэффициента диффузии. Это способствует увеличению разности между эффективными коэффициентами диффузии в двух направлениях и формированию особенностей рельефа, вытянутых вдоль направления $[-110]$. При ориентации пленки (00-1) направление максимальной диффузии адатомов Ga становится перпендикулярным краям террас. Это приводит к снижению разницы между эффективными коэффициентами диффузии в обоих направлениях и уменьшению анизотропии рельефа. По данным рентгеноструктурного анализа структуры GaSb/Si с ориентацией (00-1) имеют меньшее значение ПШПВ, по сравнению с пленками ориентации (001), что указывает на лучшее кристаллическое качество таких структур.

Проведено сравнение спектров стационарной низкотемпературной (10K) ФЛ структур GaSb/Si и гомоэпитаксиальных GaSb/GaSb. В спектрах ФЛ GaSb/GaSb структур доминирует полоса с максимумом на энергии 800 мэВ, связанная с межзонной рекомбинацией носителей заряда в GaSb. Полоса межзонной рекомбинации для структур GaSb/Si смещена в низкоэнергетическую часть спектра на 25 мэВ по сравнению с ФЛ согласованных слоев GaSb. Спектральный сдвиг объясняется наличием остаточных деформаций растяжения (0.37%). Кроме того, в спектрах ФЛ наблюдается группа полос в диапазоне энергий 0.3 – 0.7 эВ, связываемая нами с излучательной рекомбинацией на глубоких уровнях.

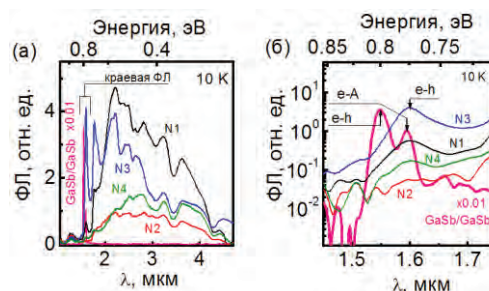


Рис. 2. Спектры стационарной ФЛ GaSb/Si структур, измеренные при температуре 10K, (а) в широком диапазоне длин волн, (б) в диапазоне краевой ФЛ

Полоса ФЛ межзонной рекомбинации в GaSb/Si структурах с ориентацией (00-1), выращенных с использованием подслоя GaP, характеризуется максимальной интенсивностью. Это указывает на минимальное количество точечных дефектов (центров безызлучательной рекомбинации) в структурах такого типа.

Таблица 1. Сводная таблица экспериментальных данных АСМ, ФЛ и РД по GaSb/Si структурам.

Структура, слой зарождения, ориентация	N1, As, (00-1)	N2, As, (001)	N3, GaP, (00-1)	N4, GaP, (001)
Sq, nm	1.15	2.39	1.39	3.26
РД ПШПВ, угл.сек.	670	885	630	684
ФЛ, отн. ед.	0.65	0.11	4.30	0.21

Заключение

Показано, что от ориентации эпитаксиальной пленки GaSb — (001) или (00-1) — зависит как характер рельефа ее поверхности, так и кристаллические и оптические свойства. Предпочтительным режимом роста для получения качественных GaSb/Si структур является рост пленок через подслоя GaP(00-1).

Литература

1. M. Razeghi, et al. Infrared Physics & Technology, 59, 41 (2013).
2. Chen Sun, et. al., Nature 528, 534 (2015).
3. М.А. Путято и др., Изв. ВУЗов. Физика. 53, 293 (2010).
4. R.D. Bringans, Phys. Rev. B, 44, 3054 (1991).
5. K. Ohta, et. al., J. Cryst. Growth, 95, pp.71 (1989).
6. Ding Z., et al. Surf. Science, 540, pp. 491 (2003).

Искусственные подложки GaAs/Si как база кремниевой фотоники

Д.С. Абрамкин^{1,2}, М.О. Петрушков¹, Е.А. Емельянов¹, М.А. Путятю¹, Б.Р. Семягин¹, В.А. Голяшов¹, А.К. Бакаров¹, Д.И. Лошкарёв¹, М.Ю. Есин¹, А.К. Гутаковский^{1,2}, В.В. Преображенский¹

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

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

*dalamber.07@mail.ru

Разработана технология роста искусственных подложек GaAs/Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рост низкотемпературных слоёв GaAs (200°C) в качестве дислокационных фильтров и проведение циклических *in situ* и послеростовых отжигов позволило снизить плотность прорастающих дислокаций в приповерхностных слоях GaAs до $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, концентрацию центров безызлучательной рекомбинации - до уровня, сравнимого с GaAs/GaAs слоями, а среднеквадратичную шероховатость поверхности до значений 1.2-1.4 нм. Остаточные деформации растяжения верхних слоёв GaAs, обусловленные разницей коэффициентов температурного расширения GaAs и Si, составляют $1.4 \pm 2 \times 10^{-3}$ и сохраняют упругий характер в диапазоне температур 5-300К. Гетероструктуры с InAs/AlAs КТ, выращенные на GaAs/Si подложках, демонстрируют люминесценцию при комнатной температуре, при этом интенсивность люминесценции незначительно (в 2 раза) ниже, чем для аналогичных структур, выращенных на GaAs подложках.

Введение

Интеграция технологии формирования высокоэффективных светоизлучающих приборов и технологии кремниевой электроники открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу [1]. Наиболее эффективные полупроводниковые светоизлучатели построены на базе АЗВ5 низкоразмерных гетероструктур. Перспективной гетеропарой в ряду АЗВ5/Si является GaAs/Si, позволяющая надеется на использование уже разработанных излучателей на основе GaAs. В докладе обсуждается формирование искусственных подложек GaAs/Si и их применимость для выращивания высокоэффективных АЗВ5/Si излучателей.

GaAs/Si искусственные подложки

Структуры GaAs/Si выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке «Штат». В целях подавления формирования антифазных дефектов были использованы подложки Si (001), отклонённые на 6° к плоскости (111) [2]. В качестве дислокационных фильтров были использованы слои низкотемпературного GaAs, выращенные при температуре 200°C [3]. Также проводились *in situ* и послеростовые циклические отжиги при температурах 250-650°C. Совместное применение этих технологических приёмов позволяет снизить плотность прорастающих дислокаций в приповерхностных слоях GaAs до $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$, а концентрацию

центров безызлучательной рекомбинации в приповерхностных слоях GaAs - до уровня, сравнимого с гомоэпитаксиальными структурами GaAs/GaAs. Получаемые таким методом GaAs/Si структуры характеризуются среднеквадратичной шероховатостью поверхности 1.2-1.4 нм, что незначительно превышает среднеквадратичную шероховатость GaAs/GaAs слоёв (0.5-0.7 нм). Общая толщина слоя GaAs/Si составила 2 мкм. Изображение поперечного среза GaAs/Si структуры представлено на рисунке 1. В целях исследования остаточных деформаций в верхних слоях GaAs мы провели измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) GaAs/Si структур в диапазоне температур 5-300 К.

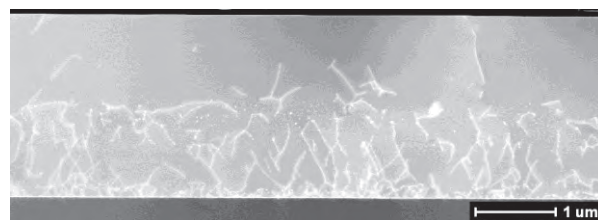


Рис. 1. Изображение поперечного среза GaAs/Si структуры, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии

Спектры ФЛ GaAs/Si структуры содержат две полосы ФЛ, связанных с межзонной рекомбинацией в GaAs, как это показано на рисунке 2 (а). Как видно из рисунков 2 (б, в), при возбуждении ФЛ излучением с длиной волны 780 нм, не затрагивающим спин отщепленную подзону дырок, высоко- и низ-

коэнергетическая полоса ФЛ характеризуется положительной и отрицательной степенью циркулярной поляризации, соответственно.

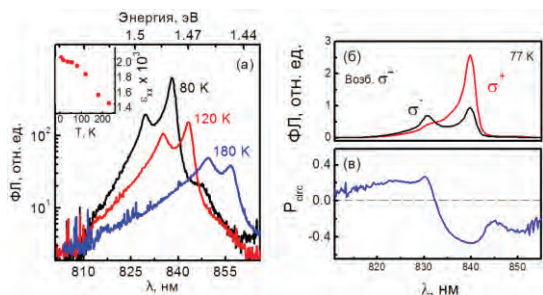


Рис. 2. Спектры стационарной ФЛ GaAs/Si структуры, измеренные при (а) неполяризованном возбуждении 632 нм и температурах 80, 120 и 180 К, (б) циркулярно поляризованным возбуждении 780 нм и 77 К. На вставке к рис. (а) - расчётная зависимость величины деформации верхних слоёв GaAs от температуры. (в) Спектральная зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ

Смена знака степени циркулярной поляризации указывает на то, что высокоэнергетическая полоса ФЛ GaAs обусловлена рекомбинацией электронов с «тяжёлыми» дырками, в то время как низкоэнергетическая – с «лёгкими» [4]. Мы связываем расщепление дырочных подзон GaAs с двусмысленными упругими деформациями растяжения в плоскости структуры. Сопоставление расчётов величины расщепления дырочных подзон, выполненных в рамках приближения сплошной среды [5], с экспериментальными данными ФЛ позволило построить зависимость величины деформаций от температуры (вставка к рис. 2(а)). При комнатной температуре величина деформации составляет $1.4 \cdot 10^{-3}$ и при охлаждении структуры до гелиевой температуры увеличивается до $2 \cdot 10^{-3}$ (почти на 30%). Рост деформаций при охлаждении указывает на то, что они вызваны различием в коэффициентах термического расширения GaAs и Si. Монотонный характер температурной зависимости величины деформаций показывает, что они остаются упругими в широком диапазоне температур, а значит, различие в коэффициентах термического расширения GaAs и Si не приводит к введению дополнительных дислокаций при термоциклировании в данном диапазоне температур (5-300К).

InAs/AlAs/GaAs/Si гетероструктуры

Полученные GaAs/Si структуры были использованы как искусственные подложки для роста InAs/AlAs гетероструктур с КТ. Структуры выра-

щены методом МЛЭ в установке «Riber32-P». Сначала выращивался буферный слой GaAs общей толщиной 470 нм. КТ, захороненные между двумя слоями AlAs по 50 нм, формировались путём осаждения 2.5 монослоёв InAs. Для сравнения, в тех же условиях, были выращены гетероструктуры с КТ на согласованных GaAs подложках.

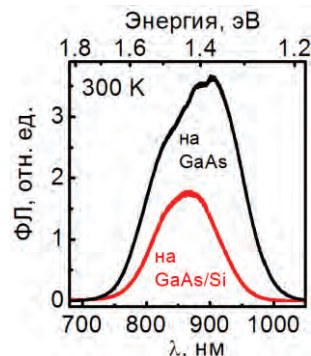


Рис. 3. Спектры стационарной ФЛ InAs/AlAs гетероструктур с КТ, выращенных на GaAs и GaAs/Si подложках, измеренные при комнатной температуре

Как видно из рисунка 3, InAs/AlAs КТ демонстрируют ФЛ при комнатной температуре в диапазоне энергий 1.2-1.7 эВ. Интенсивность ФЛ КТ, выращенных на GaAs/Si подложках, всего в 2 раза ниже, чем для выращенных на согласованных GaAs подложках.

Заключение

Показано, что остаточные упругие деформации в верхних слоях GaAs/Si подложки обусловлены различием коэффициентов термического расширения GaAs и Si, а термоциклирование GaAs/Si структур в диапазоне 5-300К не приводит к увеличению плотности прорастающих дислокаций. Продемонстрировано, что получаемые нами искусственные GaAs/Si подложки пригодны для выращивания на них высокоэффективных АЗВ5 светоизлучающих гетероструктур.

Литература

1. Chen Sun, et. al., Nature 528, 534 (2015);
2. Ю. Б. Болховитянов и др. УФН 178, 459 (2008);
3. Д. С. Абрамкин, и др. Автометрия 54, 85 (2018);
4. Б.П. Захарченя, «Оптическая ориентация» Наука, Ленинград 1989.
5. C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B 39, 1871 (1989).

Знакопеременная фотопроводимость в пленках PbSnTe:In в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом

А.Н. Акимов¹, И.О. Ахундов¹, Д.В. Ищенко¹, А.Э. Климов^{1,2*}, И.Г. Неизвестный^{1,2}, Н.С. Пашин^{1§}, С.П. Супрун¹, О.Е. Терещенко^{1,3}, В.Н. Шерстякова^{3,4}

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

² Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

³ Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*klimov@isp.nsc.ru, §paschin@isp.nsc.ru

В режиме тока, ограниченного пространственным зарядом, в пленках PbSnTe:In обнаружена зависимость знака фотопроводимости от напряжения смещения и времени освещения. Рассматривается роль ловушек со сложным энергетическим спектром, включая поверхностные, в наблюдаемых эффектах.

Введение

Кинетике фотопроводимости (ФП) в легированном индием узкозонном твердом растворе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ посвящено достаточно много работ. Это относится и к долговременной, и к отрицательной ФП [1,2]. Разные используемые модели предполагают наличие в однородном объеме PbSnTe:In центров локализации носителей заряда с особыми свойствами и не учитывают неомические эффекты. Однако для легированных индием образцов с $x \sim (0,26 - 0,3)$, в которых наблюдается «диэлектрическое» состояние при $T < 20$ К, ток носит инжекционный характер и неомичность может оказать существенное влияние на фотопроводимость [3]. Для таких образцов нельзя также исключать влияние поверхности, т.к. величина $x \sim 0,3$ близка к составам, демонстрирующим свойства топологического кристаллического изолятора ($x \sim 0,35$ и более).

В работе представлены результаты экспериментального исследования фототока в структурах PbSnTe:In в зависимости от напряжения смещения и времени освещения.

Результаты и обсуждение

Пленки PbSnTe:In толщиной 1 - 2 мкм с $x = 0,28$ и концентрацией индия $\sim 0,68$ ат.% были получены методом МЛЭ на подложке (111)BaF₂. При $T = 4,2$ К их удельное сопротивление превышало 10^6 Ом·см при подвижности электронов $\mu_n > 3 \cdot 10^4$ см²В⁻¹с⁻¹ в области $T = (30 - 40)$ К. Контактные области n^+ - типа проводимости были сформированы вакуумным напылением In с после-

дующим диффузионным отжигом. Расстояние между контактами составляло ~ 50 мкм при длине зазора ~ 370 мкм. Образец размещался в жидком гелии в экранированной от фонового излучения металлической камере. Источник излучения была вольфрамовая нить лампы накаливания с колбой, имеющей край пропускания вблизи 4,5 мкм. При использованном напряжении температура нити ~ 1000 К ($\lambda_{max} \sim 2,8$ мкм). На рисунке 1 (а) показана темновая вольтамперная характеристика (ВАХ) структуры и значения тока через время $\Delta t = (t - t_{on})$ после включения лампы для нескольких значений напряжения смещения (символы). На рисунке 1 (б) приведена кинетика изменения тока при различных напряжениях, приложенных к структуре.

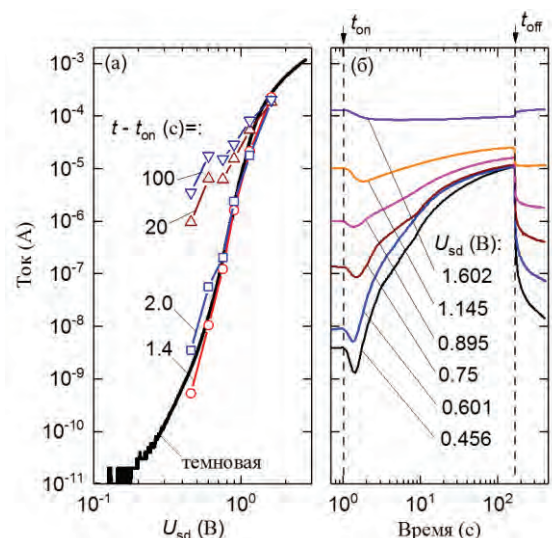
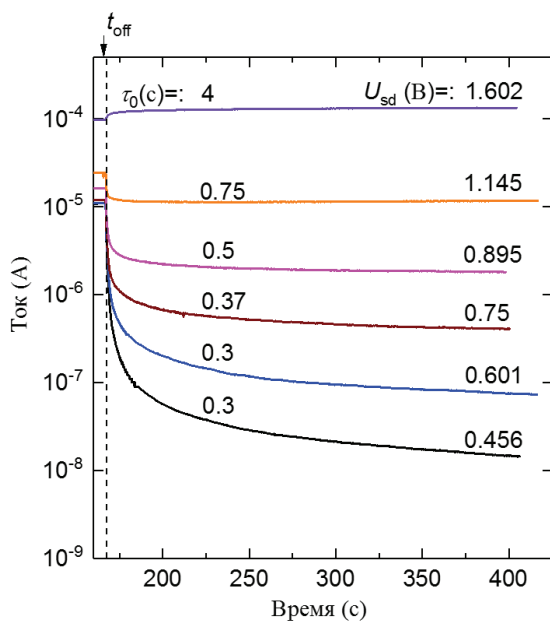


Рис. 1. а - вольтамперная характеристика для различного времени $(t - t_{on})$ воздействия излучения; б - динамика фототока при различных напряжениях на образце U_{sd}

Моменты включения и выключения освещения отмечены t_{on} и t_{off} , соответственно. Видно, что форма участков отрицательной ФП вблизи t_{on} , а также динамика спада фототока при $t > t_{off}$ меняются с увеличением U_{sd} . После включения освещения для напряжений $U_{sd} = (0,456 - 1,145)$ В наблюдается сначала отрицательная, а затем положительная ФП. При этом относительное увеличение тока для положительной ФП достигает $\sim 10^3$ при малых U_{sd} . Видно также, что для $U_{sd} = (0,456 - 0,895)$ В при $t = t_{off}$ значения фототока близки, хотя отличие темновых токов достигает ~ 300 раз. При $U_{sd} = 1,602$ В



наблюдается только отрицательная ФП.

Рис. 2. Релаксация фототока после выключения освещения в момент времени $t = t_{off}$. Рядом с кривыми справа приведены значения U_{sd} , слева – «мгновенное время жизни» τ_0 в момент $t = t_{off}$

На рисунке 2 показана релаксация фототока после выключения освещения. При всех значениях U_{sd} релаксация фототока носит неэкспоненциальный характер. С ростом U_{sd} наблюдается тенденция к более быстрой релаксации тока к темновому значению.

На качественном уровне полученные результаты согласуются с моделью инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ). Так, поведение ВАХ без освещения (рисунок 1 а) в области малых ($U_{sd} < 0.4$ В) и больших ($U > 2$ В) напряжений близко к зависимости $I \sim U^2$, характерной для ТОПЗ при слабом и полном заполнении ловушек. Сравнительно широкая область напряже-

ний $U_{sd} \sim (0,4 - 2)$ В, где ток возрастает быстрее, объясняется сложным энергетическим спектром ловушек, полностью заполняющихся в этой области [4]. Так как каждому значению U_{sd} соответствует разное заполнение ловушек разного типа, это должно вести и к разной динамике как нарастания, так и спада фототока, если существенен захват генерируемых светом неравновесных носителей заряда на эти же ловушки. Один из возможных механизмов отрицательной ФП в пленках PbSnTe:In рассмотрен в [5]. Этот эффект может быть связан с наличием в образцах неоднородностей с более широкой запрещенной зоной и сравнительно «глубокими» ловушками. Следует отметить, что геометрия исследованных образцов такова, что на величину токов в режиме ТОПЗ должны влиять не только ловушки в объеме пленок PbSnTe:In, но и ловушки, расположенные на поверхности или вблизи нее. Рассматриваются возможные причины образования ловушек разного типа.

Выводы

В структурах на основе пленок PbSnTe:In с низкой проводимостью экспериментально обнаружена сильная зависимость динамики нарастания и спада фототока, а также знака фотопроводимости, от напряжения смещения и времени освещения. На качественном уровне наблюдаемые эффекты находят объяснение в рамках модели токов, ограниченных пространственным зарядом, в присутствии ловушек со сложным энергетическим спектром.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ № 20-02-00324.

Литература

1. M. A. B. Tavares, M. J. da Silva, M. L. Peres *et al.* // Appl. Phys. Letters V. 110, 042102 (2017).
2. L. I. Ryabova, D. R. Khokhlov // JETP Letters, V. 80, 133 (2004).
3. A. N. Akimov, A. E. Klimov, V. S. Epov // Semiconductors, V. 52, 1505 (2018).
4. A. E. Klimov, V. N. Sumsy. // Physica B. Condens. Matter, V. 404, 5028 (2009).
5. A. N. Akimov, A. E. Klimov, S. V. Morozov *et al.* // Semiconductors, V. 50, 1684 (2016).

Оже-рекомбинация в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe

В.Я. Алешкин^{1,*}, А.В. Антонов¹, А.А. Дубинов¹, С.В. Морозов¹, В.В. Румянцев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*aleshkin@ipmras.ru

Вычислены зависимости темпов излучательной, оже- и плазмонной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей в 5 нм HgTe квантовой яме при двух температурах 20 и 77К. Показано, что при концентрации неравновесных носителей меньше $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ оже-рекомбинация является основным механизмом рекомбинации. При больших концентрациях неравновесных носителей превалирует плазмонная рекомбинация.

Введение

Оже-рекомбинация является одним из основных препятствий в создании длинноволновых межзонных полупроводниковых лазеров. В последние годы достигнуты успехи в создании таких лазеров на основе HgTe квантовых ям (наблюдалось стимулированное излучение до 20 мкм) [1]. К настоящему времени имеются несколько работ [2-4], в которых рассматривалась оже-рекомбинация в HgTe квантовых ямах. Однако в работах [2-3] рассматривались широкозонные квантовые ямы с шириной запрещенной зоны больше 200 мэВ, в которых темп оже-рекомбинации существенно другой, нежели в узкозонных квантовых ямах с шириной запрещенной зоны менее 50 мэВ. В работах [3,4] темп оже-рекомбинации вычислялся только для пороговых концентраций, при которых начинается стимулированное излучение. Таким образом, к настоящему времени оже-рекомбинация слабо изучена в узкозонных квантовых ямах. Кроме того, как будет показано ниже, важным механизмом рекомбинации в таких ямах является спонтанное испускание двумерных плазмонов. Этот механизм рекомбинации был изучен для графена [5], однако в узкозонных HgTe квантовых ямах не рассматривался.

В настоящей работе на примере 5 нм HgTe квантовой ямы изучена оже-рекомбинация с участием двух электронов и одной дырки. Найдены зависимости оже-рекомбинации от волнового вектора электрона. Вычислены темпы рекомбинации, обусловленные испусканием двумерных плазмонов и излучательной рекомбинации. Показано, что в широком диапазоне концентраций неравновесных носителей основным механизмом рекомбинации является рекомбинация, обусловленная испусканием двумерных плазмонов.

Метод расчета темпов рекомбинации

Для вычисления спектра и состояний электронов использовалась модель Кейна с учетом деформационных эффектов. Эффекты, обусловленные понижением симметрии на гетерограницах не учитывались. Все расчеты были проведены для 5 нм HgTe квантовой ямы (КЯ), окруженной $\text{Cd}_{0.6}\text{Hg}_{0.4}\text{Te}$ барьерами, выращенной на плоскости (013). Детали расчета изложены в [6]. Основную роль в процессах оже-рекомбинации играют процессы с участием двух электронов и одной дырки, поэтому рассматривались только они. Поскольку ширина запрещенной зоны в 5 нм КЯ много меньше энергетического расстояния между электронными подзонами (см. рис. 1), конечное состояние электрона, уносящего энергию, оказывается в нижней электронной подзоне. При расчете вероятности оже-рекомбинации учитывались эффекты экранирования кулоновского взаимодействия носителей. Концентрация электронов n везде полагалась равной концентрации дырок p , что обычно и реализуется в лазерных структурах при их возбуждении. Температура решетки полагалась равной 20 К. Эффективные температуры неравновесных электронов T_e и дырок полагались равными и могли превышать температуру решетки. Для вычисления темпа рекомбинации, обусловленного испусканием двумерных плазмонов, сначала была найдена их дисперсия с учетом пространственной дисперсии восприимчивости электронного газа, а затем проведена процедура квантования плазмонного поля. Далее вычислялся темп рекомбинации аналогично тому, как это делается для излучательной рекомбинации.

Темп излучательной рекомбинации вычислялся методом, изложенным в [7].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 показан вычисленный электронный спектр 5 нм HgTe КЯ.

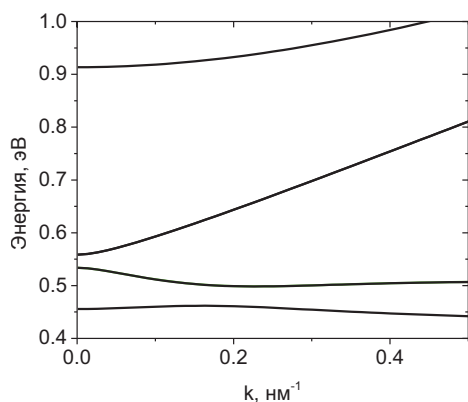


Рис. 1. Электронный спектр 5 нм HgTe КЯ

Ширина запрещенной зоны рассматриваемой КЯ равна 35 мэВ.

На рис. 2 приведены зависимости частоты оже-рекомбинации (обратного времени жизни) электрона от его волнового вектора для $n=p=9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

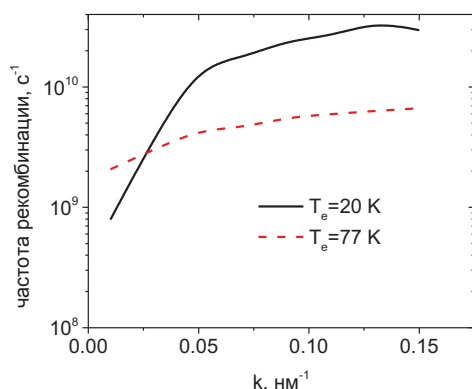


Рис. 2. Зависимость частоты оже-рекомбинации от волнового вектора электрона в 5 нм квантовой яме HgTe

Из рис. 2 видно, что вероятность оже-рекомбинации при $T_e=20 \text{ K}$, выше чем при $T_e=77 \text{ K}$ для $k > 0.025 \text{ nm}^{-1}$. Из рис. 2 также видно, что вероятность оже-рекомбинации монотонно растет с ростом волнового вектора при $T_e=77 \text{ K}$, а при $T_e=20 \text{ K}$ сначала растет, а затем спадает.

На рис. 3 приведены средние времена рекомбинации (по ансамблю электронов) как функции от концентрации для трех механизмов: излучательной рекомбинации, оже-рекомбинации и рекомбинации, обусловленной испусканием двумерных плазмонов.

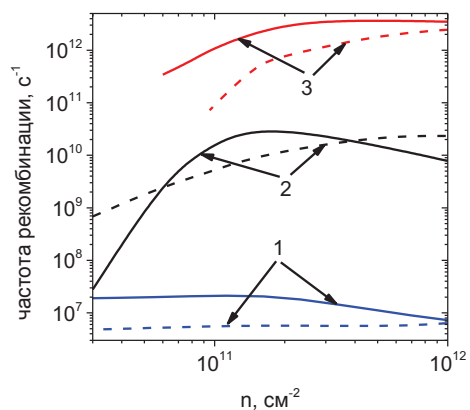


Рис. 3. Зависимости частоты рекомбинации от концентрации неравновесных носителей. Линии, соответствующие излучательной рекомбинации обозначены цифрой 1, оже-рекомбинации — 2, плазмонной рекомбинации — 3. Сплошные линии соответствуют $T_e=20 \text{ K}$, пунктир — $T_e=77 \text{ K}$

Из рис. 3 видно, что основным механизмом рекомбинации для концентраций носителей больших $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ является плазмонная рекомбинация. При меньших концентрациях плазмонная рекомбинация запрещена законами сохранения энергии-импульса. Отметим, что при $T_e=20 \text{ K}$ зависимость темпа оже-рекомбинации от концентрации немонотонна (имеется максимум), что обусловлено вырождением распределения носителей. При $n < 9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ частота оже-рекомбинации $\sim n^2$ при $T_e=77 \text{ K}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-02-00362).

Литература

1. S.V.Morozov, V.V.Rumyantsev, M.A.Fadeev *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 111, 192101 (2017).
2. Y. Jiang, M.C. Teich, W.I. Wang // J. Appl. Phys. V. 69, 6869 (1991)
3. I. Vurgaftman, J.R. Meyer // Optics express, V. 2, 137 (1998)
4. G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov *et al.* // ACS Photonics (2020)
5. F. Rana, J.H. Strait, H. Wang, C.Manolatu // Phys. Rev. B, V. 84, 045437 (2011).
6. G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin O.E.Rut *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96 035320 (2017)
7. V.Ya.Aleshkin, A.A.Dubinov, V.V.Rumyantsev *et al.* // J.Phys.Condens. Matter. V.30, 495301 (2018)

Влияние параметров квантовой ямы на зависимость частоты от волнового вектора двумерных плазмонов

В.Я. Алешкин^{1,*}, А.А. Дубинов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*aleshkin@ipmras.ru

В работе теоретически изучено влияние ширины, состава квантовой ямы и пространственной дисперсии на зависимость частоты двумерных плазмонов от волнового вектора в узкозонных квантовых ямах CdHgTe ($E_g = 35$ мэВ). Показано, что при энергиях больших 20 мэВ закон дисперсии двумерных плазмонов близок к линейному. Учет конечной ширины квантовой ямы уменьшает фазовую скорость плазмона. Этот эффект увеличивается с ростом доли кадмия в квантовой яме при сохранении ширины запрещенной зоны и с уменьшением концентрации носителей заряда в ней.

Введение

Хорошо известно, что частота двумерного плазмона пропорциональна квадратному корню из его волнового вектора [1]. Однако эта зависимость справедлива только в том случае, когда пространственная дисперсия восприимчивости 2D электронного газа не существенна [1]. Кроме того, длина волны плазмона должна быть много больше ширины квантовой ямы и длины волны света с частотой плазмона. Обычно эти условия хорошо выполняются для плазмонов с частотами до нескольких ТГц, в системах с GaAs квантовыми ямами [2]. Однако оба эти условия могут нарушаться при рассмотрении межзонных двумерных плазмонов, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны квантовой ямы HgTe [3]. Интерес к таким плазмонам возник с возможностью их стимулированной генерации в узкозонных квантовых ямах HgTe [3]. Настоящая работа посвящена изучению влияния пространственной дисперсии восприимчивости и параметров квантовых ям на закон дисперсии таких плазмонов.

Метод расчета

Для нахождения закона дисперсии плазмона будем использовать квазистатическое приближение, в котором пренебрегается эффектами запаздывания [4]. Кроме того, будем полагать диэлектрическую проницаемость одинаковой в барьерах и ямах. Используя теорию возмущений для нахождения плотности заряда в квантовой яме с нормалью вдоль z , обусловленной распространением плазмона с частотой ω и волновым вектором q , из уравнения

Пуассона можно получить следующее уравнение для электрического потенциала:

$$\varphi(z) = \frac{e^2}{\kappa\pi} \int dz' \varphi(z') \int dk_z d^2k \exp(ik_z z) \frac{g(k, k+q, k_z)}{(q^2 + k_z^2)} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{(f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{\varepsilon(\mathbf{k}) + \hbar\omega - \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + i\hbar\alpha} \psi_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}^+(z') \psi_{\mathbf{k}}(z')$$

где $\psi_{\mathbf{k}}(z')$ — волновая функция электрона в квантовой яме с импульсом вдоль неё $\hbar\mathbf{k}$, $f(\mathbf{k})$ — функция распределения электронов, которую мы будем полагать функцией Ферми-Дирака, $\varepsilon(\mathbf{k})$ — закон дисперсии электронов в квантовой яме на нижней подзоне размерного квантования, $g(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q}, k_z) = \int dz \exp(-ik_z z) \psi_{\mathbf{k}}^+(z) \psi_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}(z) (2\pi)^{-1/2}$ — фурье образ плотности заряда электрона, κ — диэлектрическая проницаемость. Интегральное уравнение (1) можно упростить, если допустить, что $\psi_{\mathbf{k}}(z')$ не зависит от \mathbf{k} , что мы и будем предполагать в дальнейшем. В этом случае закон дисперсии плазмонов находится из уравнения

$$\frac{e^2}{\kappa\pi} \int \frac{dk_z d^2k g^2(k_z)}{(q^2 + k_z^2)} \frac{(f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{\varepsilon(\mathbf{k}) + \hbar\omega - \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + i\hbar\alpha} = 1 \quad (2)$$

Обобщая (2), можно показать, что в том случае, когда в квантовой яме имеются электроны и дырки закон дисперсии плазмона находится из уравнения:

$$(I_{ee}(q)A_e(q, \omega) - 1)(I_{hh}(q)A_h(q, \omega) - 1) - I_{eh}^2 A_e(q, \omega)A_h(q, \omega) = 0 \quad (3)$$

$$\text{где } I_{i,j}(q) = \int dk_z g_i(k_z) g_j(k_z) (q^2 + k_z^2)^{-1}$$

$$A_{e,h}(q, \omega) = \frac{2e^2}{\kappa\pi} \int d^2k \frac{(f_{e,h}(\mathbf{k}) - f_{e,h}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{\varepsilon_{e,h}(\mathbf{k}) + \hbar\omega - \varepsilon_{e,h}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + i\hbar\alpha}$$

Индексы i, j могут принимать значения e, h . Индекс e обозначает электроны, индекс h — дырки. В случае, когда ширина квантовой ямы много меньше $1/q$ $I_{i,j}(q) \approx 1/2q$ и из (1) получается обычное уравнение для дисперсии двумерных плазмонов [1].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости частоты двумерного плазмона от его волнового вектора для 5 нм квантовой ямы HgTe, окруженной $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ барьерами и выращенной на плоскости (013). Концентрации электронов и дырок полагаются одинаковыми, а температура равной 4.2 К. Для расчета спектров электронов и дырок использовалась модель Кейна. Детали расчета приведены в [5].

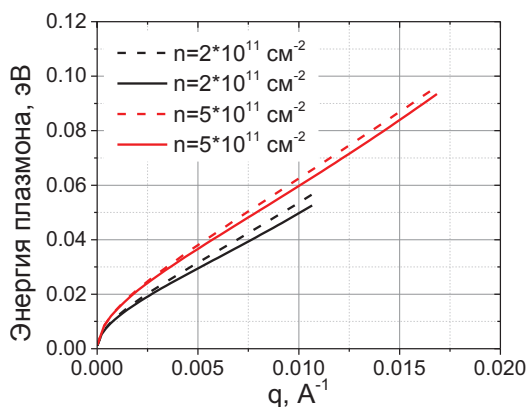


Рис. 1. Зависимость энергии плазмона от волнового вектора в 5 нм HgTe КЯ. Сплошные линии соответствуют расчету с учетом конечной толщины квантовой ямы, пунктирные — без учета

Из рис.1 видно, что для энергий плазмона > 20 мэВ зависимость частоты плазмона от волнового вектора близка к линейной. С ростом концентрации носителей растет фазовая скорость плазмона. Учет конечности толщины квантовой ямы приводит уменьшению фазовой скорости плазмона. Для меньших концентраций носителей этот эффект более выражен. Таким образом, неучет конечности ширины квантовой ямы в расчетах эквивалентен эффективному увеличению концентрации носителей в квантовой яме. Отметим, что в отличие от графена [6] вторая производная от частоты плазмона по его волновому вектору не является знакопеременной функцией.

На рис. 2 приведены вычисленные зависимости частоты двумерного плазмона от его волнового вектора для 11.75 нм квантовой ямы $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$, окруженной $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ барьерами. Эта яма имеет такую же ширину запрещенной зоны, что и 5 нм квантовая яма HgTe. Добавление кадмия в квантовую яму при сохранении её запрещенной зоны увеличивает её толщину. Поэтому учет толщины квантовой ямы при вычислении закона дисперсии в

этом случае сильнее влияет за зависимость частоты плазмона от волнового вектора.

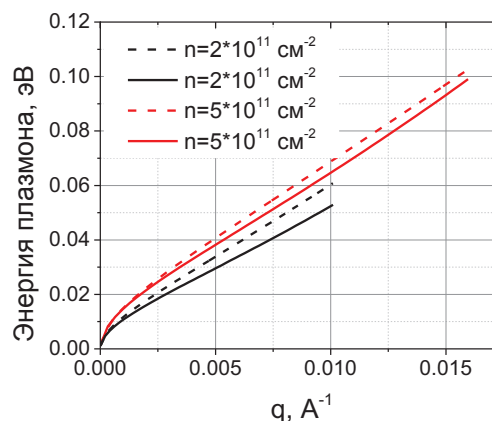


Рис. 2. Зависимость энергии плазмона от волнового вектора в 11.75 нм КЯ $\text{Cd}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$ КЯ. Сплошные линии соответствуют расчету с учетом конечной толщины квантовой ямы, пунктирные — без учета

Из сравнения рис. 1, 2 видно, что добавление кадмия и увеличение толщины квантовой ямы при сохранении ширины запрещенной зоны немного увеличивает скорость плазмона. Из рис. 2 также видно, что для концентрации электронов и дырок $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ уменьшение частоты плазмона за счет учета ширины КЯ при определенном волновом векторе на линейном участке примерно вдвое больше чем для концентрации $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 20-42-09039).

Литература

1. F.Stern // Phys. Rev. Lett. V. 18, 546 (1967).
2. B. Jusserand, D. Richards, B. Etienne, H. Peric and G. Fasol. Surface Science. V. 263, 527 (1992).
3. K.Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov, A.A. Dubinov // J. Phys. Condens. Matter V.32, 065301 (2020).
4. V.A. Volkov, S.A. Mikhailov // Modern Problems in Condensed Matter Sciences. V. 27. 855 (1991).
5. G.M. Minkov, V.Ya. Aleshkin O.E.Rut *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96 035320 (2017)
6. F. Rana, J.H. Strait, H. Wang, C.Manolatu // Phys. Rev. B, V. 84, 045437 (2011).

Транспортные свойства эпитаксиальных слоев алмаза, легированных фосфором

Е.А. Архипова^{1,*}, М.Н. Дроздов¹, С.А. Краев¹, В.И. Шашкин¹,
М.А. Лобаев², А.Л. Вихарев², А.М. Горбачев², С.А. Богданов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

² Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.

*suroveginaka@ipmras.ru

Сформированы омические контакты к эпитаксиальным слоям алмаза n-типа, легированных фосфором и изучены транспортные свойства таких слоев. Слои демонстрируют подвижность электронов ~ 1000 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$ при температуре 450К.

Введение

Основным препятствием для реализации потенциала CVD алмаза, как материала электроники, является проблема создания носителей заряда в нем. Все известные на сегодняшний день легирующие добавки создают глубоко лежащие уровни с высокой энергией активации. Например, бор в алмазе создает проводимость p-типа, имеет энергию активации около 0,37 эВ, фосфор создает проводимость n-типа и имеет энергию активации 0,57 эВ. Следует заметить, что в отличие от легирования CVD алмаза бором синтез полупроводникового CVD алмаза n-типа остается еще мало изученным процессом. Получение CVD алмаза с электронным типом проводимости позволит существенно расширить ряд создаваемых на алмазе электронных приборов. Основой для алмазной электроники уже могут быть p-n переходы, как это имеет место в обычной полупроводниковой электронике. Для проведения электрофизических измерений необходимо формирование омических контактов к алмазу. Для алмаза n-типа эта проблема до сих пор не решена. В работе рассматривается один из вариантов формирования омических контактов к алмазу n-типа.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза выращивались методом осаждения из газовой фазы - CVD методом на подложках НРНТ (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (111) в новом типе CVD реактора [1]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного безвихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси. Был найден режим эпитаксиального роста алмаза, легированного фосфором, с концентрацией атомов фосфора до $2 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} по данным вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) – рис. 1.

Были проведены электрофизические измерения: вольтамперных характеристик (ВАХ) (система Keithley SCS 4200); удельных и контактных сопротивлений – методом длинной линии (TLM), эффекта Холла в диапазоне температур 300-500 К.

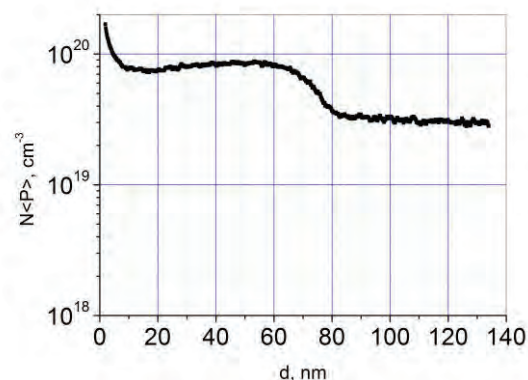


Рис. 1. Распределение атомов фосфора в структуре P5

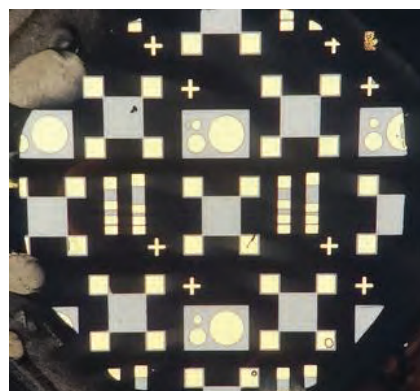


Рис. 2. Фотография структуры P5

Омические контакты были трехслойными Ti/Mo/Au с толщинами слоев 20/30/100 нм. Напыление отдельных металлических слоев проводилось методом электроннолучевого испарения на установке AMOD.

На рис. 2 показаны тестовые ячейки структуры P5, на которых проводились электрофизические измерения.

Результаты и обсуждение

Для формирования омического контакта на поверхности алмаза выращивался сильнолегированный n^+ -слой с последующей металлизацией.

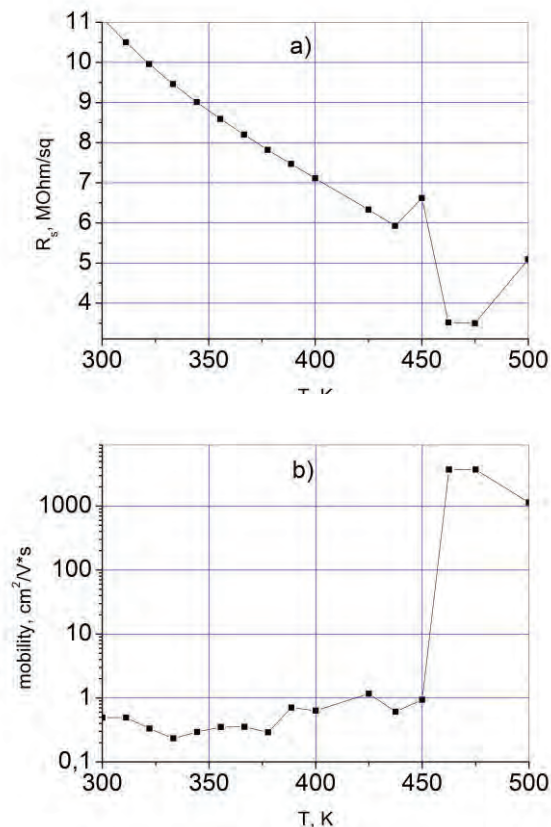


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления слоя (а) и холловской подвижности (б) электронов в структуре P5

Далее поверхностный n^+ -слой между контактными площадками стравливался методами плазмохимии,

чтобы протекание тока в структуре происходило только по нижнему слою с концентрацией $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Использование такого высокого легирования фосфора позволило снизить удельное сопротивление полупроводникового слоя до $\sim 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и контактного сопротивления до $1,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при комнатной температуре.

Для выяснения механизма транспорта электронов в алмазе n -типа были исследованы температурные зависимости холловской концентрации и подвижности электронов в структуре P5. Данные приведены на рис. 3.

Видно, что слоевое сопротивление в алмазе уменьшается с ростом температуры, что характерно для полупроводников. Свободные носители – электроны. Низкие значения их подвижности $< 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в диапазоне температур 300-450 К свидетельствуют о прыжковом типе проводимости, что подтверждается литературными данными [2]. При 450 К наблюдается смена механизма проводимости – с прыжкового на зонный. При этом подвижность электронов возрастает до значений $> 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при температурах 450-500 К.

В работе получены слои алмаза с n -типом проводимости. Подвижность электронов составила $\sim 1000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при температуре выше 450К.

В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et. al. // Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324 (2016).
2. T. Matsumoto, H. Kato, T. Makino, et. al. // Japanese Journal of Applied Physics 53 (2014).

Анализ фононных мод и электрон-фононного взаимодействия в квантово-каскадных лазерных гетероструктурах

Ан.А. Афоненко, А.А. Афоненко*, Д.В. Ушаков

Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, Минск, 220030 Беларусь.

*afonenko@bsu.by

Проведено моделирование фононных мод квантово-каскадных гетероструктур на основе двойных и тройных полупроводниковых соединений. Рассчитаны зависимости частот фононных мод структуры от волнового вектора в плоскости слоев и от набега фазы на периоде сверхрешетки. Показано, что диапазон вариации энергий квантов фононных мод GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As структуры составляет ~ 1 мэВ. Учет зависимости матричных элементов электрон-фононного взаимодействия от волнового вектора и набега фазы может быть существенным при анализе характеристик ККЛ.

Введение

Распространенный дизайн квантово-каскадных структур терагерцового диапазона основан на быстром опустошении нижнего рабочего уровня за счет резонансного испускания продольных оптических фононов [1]. Информация о частотах оптических фононов и скоростей электрон-фононного рассеяния необходима для проектирования и оптимизации квантово-каскадных лазеров. Целью данной работы является анализ фононных мод в полупроводниковых сверхрешетках, в которых происходит смешение колебаний атомных решеток двойных и тройных соединений.

Теоретическая модель

Пространственное распределение потенциала продольных колебаний ϕ находилось из уравнения Максвелла для индукции электрического поля \vec{D} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = -\vec{\nabla} \epsilon(z, \omega) \vec{\nabla} \phi = 0. \quad (1)$$

Спектральная зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ находилась в модели Фрелиха:

$$\epsilon_{\text{GaAs}}(\omega) = \epsilon_{\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{\text{LO}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{TO}}^2},$$

$$\epsilon_{\text{AlGaAs}}(\omega) = \epsilon_{\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{\text{LO1}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{TO1}}^2} \frac{\omega^2 - \omega_{\text{LO2}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{TO2}}^2}. \quad (2)$$

Частоты собственных колебаний поперечных ω_{TO} и продольных ω_{LO} фононов в тройных соединениях Al_xGa_{1-x}As в зависимости от состава x соединения брались из работы [2]. Индексами 1 и 2 отмечены частоты AlAs- и GaAs-подобных колебаний кристаллической решетки. Отметим, что при $x = 0$ ча-

стоты ω_{LO2} и ω_{TO2} совпадают и $\epsilon_{\text{GaAs}}(\omega) \equiv \epsilon_{\text{AlGaAs}}(\omega)$.

Потенциал фононов, распространяющихся в плоскости слоев с волновым вектором q , в каждом слое n предоставлялся в виде

$$\phi(x, z) = [A_n \exp(qz) + B_n \exp(-qz)] \exp(iqx). \quad (3)$$

На границах слоев сшивались величины ϕ и $\epsilon d\phi/dz$. Использовались периодические граничные условия на одном каскаде структуры с дополнительным фазовым множителем: $\phi(x, L) = \exp(iq_z L) \phi(x, 0)$, где L – период структуры, q_z – аналог z -компоненты волнового вектора.

Для частного случая $q = q_z = 0$ собственные частоты фононных мод находятся из следующих уравнений:

$$\sum_n \epsilon_n(\omega) d_n = 0, \quad \sum_n \frac{d_n}{\epsilon_n(\omega)} = 0, \quad (4)$$

где d_n – толщины слоев, суммирование ведется по периоду структуры. Первое уравнение описывает моды с постоянной амплитудой $\phi(x, z) = \text{const}$, а второе – моды с кусочно-постоянной производной $d\phi(x, z)/dz = \text{const}$.

Для случая $q = 0$, $q_z \neq 0$ собственные частоты фононных мод совпадают с частотами ω_{TO} и ω_{LO} всех полупроводниковых материалов структуры.

Нормировка фононных мод для расчета матричных элементов проводилась с использованием условия

$$\int \epsilon_0 \frac{\partial(\omega \epsilon)}{\partial \omega} \frac{(\vec{\nabla} \phi)^2}{2} dV = \hbar \omega. \quad (5)$$

Результаты расчетов

В расчетах анализировалась структура квантово-каскадного лазера GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As [3, 4]. Толщины барьерных слоев/квантовых ям составляли соответственно 5.7/8.2/3.1/7.1/4.2/16.1/3.4/9.6 нм, где GaAs КЯ выделены жирным шрифтом.

В анализируемой структуре выделяются три типа продольных фононных мод, которые соответствуют собственным колебаниям в исходных материалах GaAs и Al_{0.15}Ga_{0.85}As (рис. 1). Диапазон вариации энергий квантов фононных мод в зависимости от волнового вектора q_z составил 1.2 мэВ для AlAs-подобных мод, 0.8 и 0.2 мэВ для GaAs-подобных мод. Дисперсия в зависимости от волнового вектора q оказалась приблизительно в два раза меньше.

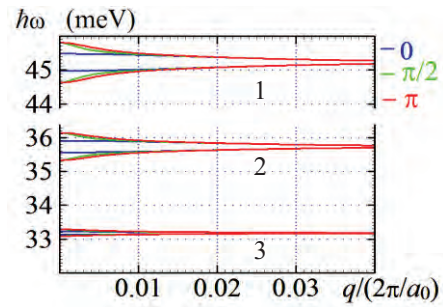


Рис. 1. Зависимость энергии продольных оптических фононов $\hbar\omega$ от нормированного волнового вектора q (a_0 – постоянная решетки кристалла) при различных набегах фаз $q_zL = 0, \pi/2$ и π :

1 – AlAs подобная мода, 2, 3 – GaAs подобные моды

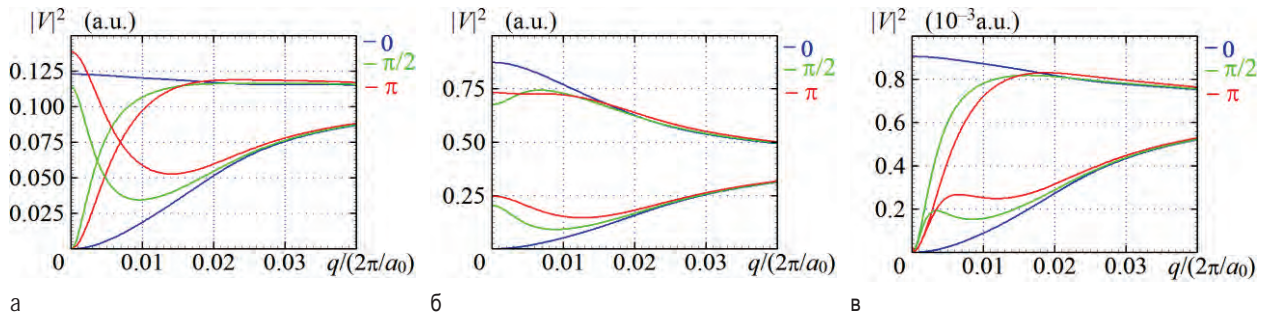


Рис. 2. Нормированные матричные элементы электрон-фононного взаимодействия в зависимости от волнового вектора q для AlAs-подобных мод (а), GaAs-подобных мод (б, в) при различных набегах фаз $q_zL = 0, \pi/2$ и π

На рис. 2 представлены матричные элементы электрон-фононного взаимодействия, которые нормированы на величину матричных элементов в объемном кристалле с усредненными диэлектрическими проницаемостями:

$$|V^{3D}|^2 = \frac{e^2}{2\epsilon_0 V} \left(\frac{1}{\epsilon(\infty)} - \frac{1}{\epsilon(0)} \right) \frac{\hbar\omega}{q^2 + q_z^2}. \quad (6)$$

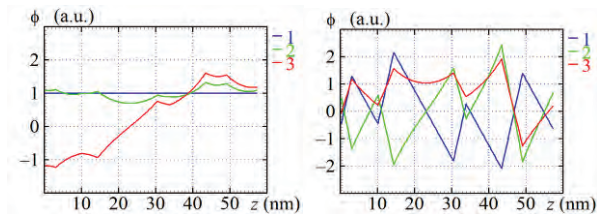


Рис. 3. Пространственное распределение потенциала фононных мод для $q = 0, q_z = 0$ (1), $q = 0.01 \cdot 2\pi/a_0, q_z = 0$ (2) и $q = 0.01 \cdot 2\pi/a_0, q_z = \pi/L$ (3)

Для статистически значимых величин волнового вектора электрона $q < \sqrt{2m_c kT} / \hbar \approx 0.02 \cdot 2\pi/a_0$ ($T = 300$ К, $m_c = 0.067 m_e$) зависимость матричных элементов от q и q_z является существенной.

Это обстоятельство, а также отличие пространственных распределений потенциалов фононных мод от гармонических функций (рис. 3) может быть существенным при анализе генерационных характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ № Ф18Р-107.

Литература

1. B.S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 82, 1015 (2003).
2. S.J. Adachi // Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III–V and II–VI Semiconductors. 2009.
3. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).
4. R.A. Khabibullin, N.V. Shchavruk, D.S. Ponomarev *et al.* // Opto-electronics Review, V. 49, № 10, 913 (2019).

Антистоксова люминесценция подвешенной пленки InSe

В.С. Багаев¹, В.С. Кривобок¹, С.Н. Николаев^{1,*}, М.А. Чернопицкий¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия, ГСП-1 119991.

*nikolaev-s@yandex.ru

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция объемного InSe и его атомарно тонких пленок (вплоть до 2 монослоев) при низких температурах (5 – 70 К). Показано, что излучение наиболее качественных кристаллов определяется экситонно-примесными комплексами, сформированными экситонами как прямого, так и непрямого краев фундаментального поглощения. Показано возрастание роли примесно-дефектного излучения с энергией кванта 1,28 эВ в неоднородных областях кристалла, содержащих ступени и отдельные чешуйки InSe. Исследована возможность наблюдения антистоксовой люминесценции экситонов E1' с энергией 2,535 эВ в атомарно тонких пленках InSe. Излучение E1' обнаружено в дефектной области чешуйки толщиной ~ 60 нм.

Введение

Последние годы активно развивается область физики твёрдого тела, связанная с изучением слоистых полупроводников. Столь большой интерес связан с возможностью управлять зонной структурой таких полупроводников при уменьшении толщины плёнок до единиц монослоев. В данной работе исследовались низкотемпературные свойства плёнок InSe.

Ранее при исследовании низкотемпературной люминесценции объёмного InSe была обнаружена линия излучения в области E1' перехода (2,535 эВ). Эта линия наблюдалась при возбуждении, как коротковолновым лазерным излучением (длина волны — 472 нм, энергия — 2,62 эВ), так и более длинноволновым (790 нм, 1,56 эВ). То есть происходило эффективное заселение состояний отщеплённой дырочной подзоны с последующей рекомбинацией «горячих» дырок с испусканием фотона. Ранее было показано, что интенсивность данной линии заметно меняется от точки к точке и коррелирует с полосой излучения InSe вблизи энергии 1.31 эВ. В данной работе исследовалась природа и возможность наблюдения антистоксовой люминесценции в атомарно тонких плёнках InSe.

Образцы были получены путём расщепления объёмного InSe липкой лентой с последующим переносом на подложки Si/SiO₂ с толщиной оксидного слоя 300 нм. Предварительная оценка толщины пленок проводилась по их цвету в оптический микроскоп и с помощью АСМ в полуконтактном режиме. Это позволило определить цветовой контраст плёнок InSe толщиной от 4 до 200 нм.

Для определения влияния многочастичных состояний на спектр фотолюминесценции InSe вблизи линии E1', были проведены подробные исследования особенности люминесценции образца в ИК-области в широком диапазоне плотностей мощности возбуждения (0.002 – 45 Вт/см²) и температур (5 – 60 К). Для улучшения пространственного разрешения лазерное излучение фокусировалось в пятно размером ~ 300 мкм.

Объёмный InSe

Основные особенности в спектре объёмного InSe можно пронаблюдать по его температурной зависимости, при плотности мощности лазерного возбуждения 400 мВт/см² (см. рис. 1). При температуре 5 К спектр представляет собой набор узких линий вблизи края фундаментального поглощения, это линии излучения: свободного экситона FE (1.337 эВ), связанного на примеси экситона VE (1.335 эВ), полосы h-D (1.3316 эВ), I (1.324 эВ). В длинноволновой области наблюдается широкая полоса излучения донорно-акцепторных комплексов (DAP) (1.275 эВ). С повышением температуры наблюдается перестройка спектра, характерная для многих полупроводниковых материалов. Происходит постепенное тушение линий связанных на примеси экситонов, хотя даже при температуре 60 К данные линии из спектра полностью не исчезают. Линия I, напротив уже при температуре 35 К пропадает из спектра, что говорит о малой энергии связи этого состояния и не дает объяснить ее излучением глубоких примесных центров. Мы приписываем эту линию непрямым в k-пространстве экситонам, локализованным на примеси, что подтверждается энергетическим сдвигом этой полосы

относительно прямого в k -пространстве экситона на 10 – 15 мэВ.

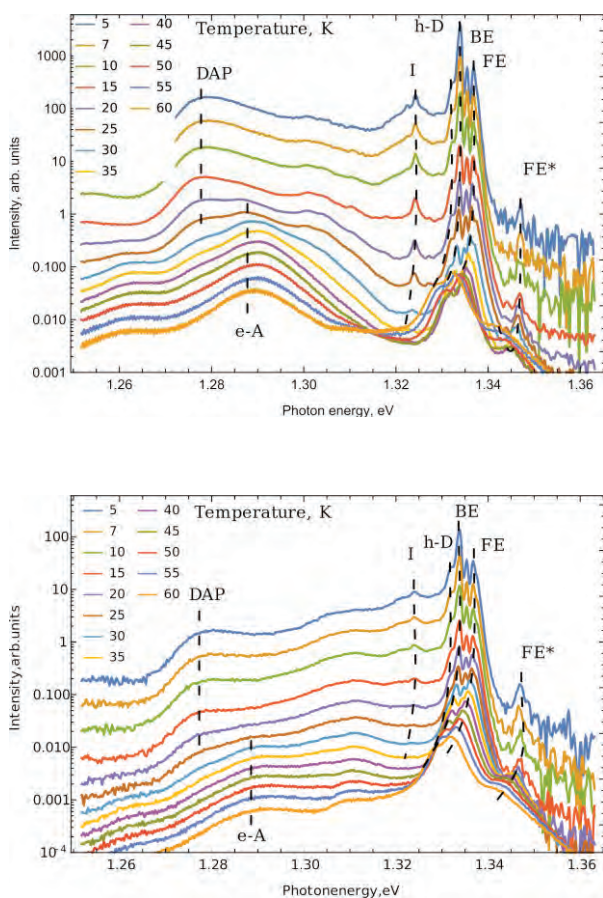


Рис. 1. Температурная зависимость спектра люминесценции объемного InSe при плотности возбуждения 400 мВт/см^2 (сверху) и 45 Вт/см^2 (снизу). При высокой температуре в спектре проявляется полоса с энергией 1,31 эВ.

Тонкие пленки

Так как с уменьшением толщины ширина запрещенной зоны InSe существенно возрастает, то эксперименты с ИК-возбуждением проводились на пленках толщиной от 8 нм. Образец помещался в гелиевый криостат вместе с микрообъективом, который фокусировал лазерное излучение. Для перемещения пятна по поверхности образца использовалась схема 4-f сканера. Был проведен поиск пленок, люминесцирующих в видимой области спектра.

Наибольший сигнал $E1'$ -люминесценции был зарегистрирован в дефектной области чешуйки толщиной около 60 нм. Плотности мощности возбуждения пленок в режиме микролюминесценции были существенно выше, чем при обычных экспериментах на объемных образцах, что существенно изменяло спектр люминесценции. Так дефектная линия 1,31 эВ регистрировалась только при плотностях накачки ниже 1 кВт/см^2 . При увеличении накачки доминировавшая в спектре линия 1,33 эВ смещалась в синюю область. (рис. 2а) Это может указывать на плазменную природу данной линии. Перенормировка электронных и дырочных состояний в плазме должна проявляться в оптических свойствах пленки. Подтверждением появления линии электронно-дырочной плазмы является сдвиг линии $E1'$ в подвешенной пленке InSe по сравнению с объемным материалом (рис. 2б).

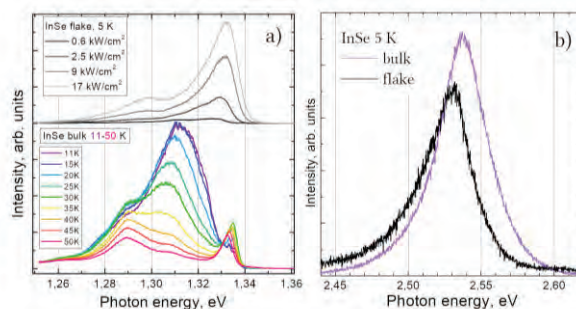


Рис. 2. Спектры областей с наибольшей интенсивностью $E1'$ полосы в чешуйке(сверху) и объемном образце (снизу) (а). Спектры видимой люминесценции в этих же точках (б)

Выводы

Исследованы оптические свойства атомарно тонких чешуек InSe и объемного материала. Обнаружена видимая анистоксовая люминесценция в дефектных областях чешуек InSe толщиной около 60 нм. Показана связь этих линий люминесценции с многочастичными состояниями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФ № 18-72-00235 (2 раздел) и РФФИ а 18-02-01129 (3 раздел).

Электронная структура диоксида титана с поверхностными кислородными вакансиями

А.В. Баглов*, Л.С. Хорошко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013.

*baglov@bsuir.by

Показано, что поверхностные вакансии в кислородной подрешетке диоксида титана в фазе рутила с ориентациями (100), (101), (110) и (111) ответственны за образование примесных зон в количестве от 1 до 5 (для (111)), что объясняет различную фотокаталитическую активность рутила в зависимости от ориентации поверхности.

Введение

Диоксид титана является широко применяемым материалом во многих отраслях науки. Его активно используют в качестве референсного фотокатализатора для оценки эффективности процесса разложения загрязнителей. Известно, что порошки рутила с различной кристаллографической ориентацией обладают различной активностью. Данный эффект обычно объясняют наличием дефектов в кристаллах рутила, в частности, кислородных вакансий на поверхности. Однако, в литературе недостаточно освещен вопрос влияния таких дефектов на электронную структуру самого материала, которая, в свою очередь, влияет на эффективность рутила как фотокатализатора. Целью нашей работы было исследовать электронную структуру рутила с различной кристаллографической ориентацией: (100), (101), (110) и (111) – с поверхностными вакансиями в кислородной подрешетке.

Методика исследования

Широко применяемая в численном эксперименте теория функционала плотности (density functional theory – DFT) обычно дает приемлемую точность, но не обеспечивает достаточное быстродействие для больших систем. Для этого существует решение, называемое DFTB – density functional based tight binding. Данный подход основан на разложении второго порядка полной энергии Кона-Шема в теории функционала плотности (DFT) относительно флуктуаций плотности заряда. Мы использовали оба подхода на различных уровнях размера моделируемой системы. Оптимизацию элементарной ячейки для последующего построения структуры с кислородными вакансиями проводили в рамках теории функционала плотности и метода псевдопотенциала, имплементированных в пакете OpenMX [1–4]. В расчете принимали в качестве валентных

электронов 2p- и 2s-электроны для кислорода, а также 3s-, 3p-, 3d- и 4s-электроны для титана. Для повышения точности расчета структуры вводили по 1 поляризационной орбитали для иона каждого типа. Энергию отсечки для численного интегрирования выбирали равной 2800 эВ, критерий сходимости самосогласованного расчета составлял 10^{-6} эВ/ион, оптимизацию элементарной ячейки продолжали до тех пор, пока силы, действующие на атомы, становились менее 0,05 эВ/Å. Из полученной примитивной ячейки строились кристаллы с ориентацией (100), (101), (110) и (111). Поверхность создавалась за счет вставки вакуумного слоя толщиной 15 Å. Затем половина атомов кислорода поверхности удалялась, имитируя дефекты в кислородной подрешетке. Расчет электронных свойств сформированных структур с дефектами и без проводили использованием метода DFTB, имплементированного в пакете DFTB+ [5]. Параметризованные файлы Слэйтера-Костера использованы из набора matsci-0-3. Сходимость самосогласованного расчета выбирали равной 10^{-8} эВ.

Результаты и их обсуждение

При оптимизации элементарной ячейки были получены следующие параметры: $a = b = 4,635$ Å, $c = 2,977$ Å, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. На рисунке 1 продемонстрирован вид одной из моделируемых структур без дефектов с ориентацией (110). Электронная структура кристалла без дефектов показана на рисунке 2. За ноль принят потолок валентной зоны. Отметим, что ширина энергетического зазора в данном случае составляет 1,5 эВ. Однако, для стандартной примитивной ячейки набор matsci-0-3 дает значение 2,8 эВ, что близко к экспериментальному значению в ≈ 3 эВ. Такое поведение может быть связано с переходом от объемной периодической структуры (bulk) к структуре с

поверхностью (slab), для которой параметры Слэйтера-Костера подобраны менее эффективно. Однако качественные результаты возможно получать и с применением данного набора параметризаций.

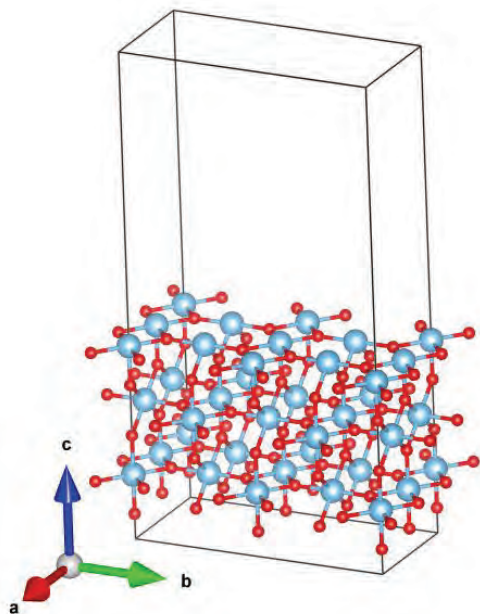


Рис. 1. Общий вид моделируемой структуры рутила с ориентацией (110) (крупные атомы – титан, мелкие – кислород)

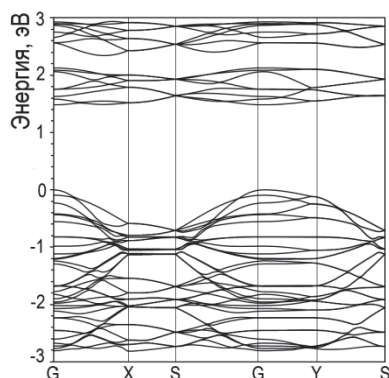


Рис. 2. Электронная структура рутила без дефектов (100)

Создание кислородных вакансий на поверхности приводит к значительному изменению электронных свойств такой структуры (рисунок 3). Зазор немного увеличивается (на $\approx 0,1$ эВ) без появления примесной зоны со сложной дисперсией. Расстояние от валентной зоны и зоны проводимости до соответствующих экстремумов примесной уменьшается до 0,2 эВ, что позволяет более эффективно осуществлять перенос заряда. Отметим, переходы валентная зона – примесная зона – зона проводимости являются прямыми. Наблюдаются также незначительные изменения дисперсии в валентной зоне и зоне проводимости. Схожим поведением обладают и

остальные варианты моделируемой структуры. Наиболее сложным поведением отличается структура с ориентацией (111), у которого в запрещенной зоне образуются 5 узких примесных зон с почти линейной дисперсией.

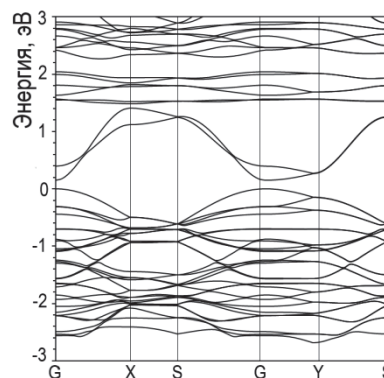


Рис. 3. Электронная структура дефектного рутила (100)

Эффект занижения ширины энергетического зазора, который не наблюдается для объемных материалов, мы связываем с худшей параметризацией набора matsci-0-3 в случае систем с нарушенной периодичностью.

Заключение

Таким образом, моделирование методом DFTB позволяет проводить исследование в области наук о поверхности и делать качественную оценку влияния вакансий в кислородной подрешетке на электронные свойства материалов. Для рутила с различной кристаллографической ориентацией наблюдается образование в запрещенной зоне от 1 до 5 примесных зон в зависимости от ориентации кристалла. Эти изменения обуславливают различную фотокаталитическую активность рутила.

Благодарности

Работа поддержана грантом БРФФИ-Минобразования Ф18МВ-023.

Литература

1. T. Ozaki // *Physical Review B*, V. 67, 155108 (2003).
2. T. Ozaki // *Physical Review B*, V. 69, 195113 (2004).
3. T. Ozaki, H. Kino // *Physical Review B*, V. 72, 045121 (2005).
4. K. Lejaeghere // *Science*, V. 351 (6280), aad3000 (2016).
5. B. Aradi, B. Hourahine, Th. Frauenheim // *Journal of Physical Chemistry A*, V. 111 (26), 5678 (2007).

Гетероструктуры с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенные на подложках Ge/Si методом МОС-гидридной эпитаксии

Н.В. Байдусь^{1,*}, В.Я. Алешкин², А.А. Дубинов², А.В. Круглов¹, С.М. Некоркин¹,
А.В. Новиков², Д.Г. Реунов¹, Д.В. Юрасов²

¹ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*bnv@nifti.unn.ru

Проводится сравнительный анализ закономерностей формирования квантовых точек (КТ) InAs методом Странски-Крастанова на точно ориентированных подложках GaAs (001) и Ge/Si(001). Главная причина различия в формировании КТ на GaAs (001) и Ge/Si(001) подложках обусловлена неоднородностью и наличием антифазных границ на поверхности буферного слоя GaAs, выращенного на искусственных подложках Ge/Si. Ключевым моментом в формировании КТ является оптимизация потока арсина и наличие пауз в его подаче в реактор после осаждения InAs. Оптимизация этих параметров позволяет значительно уменьшить влияние неоднородности поверхности и получить массив КТ с близкими для обоих типов подложек параметрами.

В настоящее время в мире бурно развиваются исследования в области гибридных лазеров, когда лазерная структура на основе полупроводников АЗВ5 выращивается на кремниевой подложке [1]. Такой лазер необходим для оптических межсоединений в области длин волн прозрачности объемного кремния (длина волны > 1.1 мкм при комнатной температуре). В качестве активной среды часто используются квантовые точки (КТ) InAs, т.к. они менее чувствительны к дефектам структуры (в сравнении с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs), плотность которых выше при росте на чужеродных подложках [2]. В данной работе мы сообщаем об оптимизации процесса роста гетероструктур с КТ на подложках GaAs и Ge/Si (001).

Методика эксперимента

Гетероструктуры (ГС) выращивали методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF на подложках GaAs(100) и Ge/Si(100) с точной ориентацией. Технология роста и характеристики подложек Ge/Si приведены в [2]. В одном цикле выращивали структуры на обоих типах подложек. Каждая структура состояла из слоя объемных КТ и слоя поверхностных КТ для исследований методом атомно силовой микроскопии (АСМ).

Источниками элементов являлись триметилгаллий, триметилиндий, триметилалюминий и арсин. Сначала выращивался буферный слой GaAs, ограничивающий слой AlGaAs и слой при температуре

650°C. Затем температура снижалась до температуры роста КТ 490°C и выращивалась КЯ InGaAs (толщина 2нм, $x=0.15$). КТ осаждались 8 секунд, номинальная толщина InAs была 2.5 монослоев. Пауза в подаче индия составляла 35 с и ее режим варьировался от образца к образцу. При той же температуре выращивали КЯ InGaAs (2 нм) и 12 нм GaAs, затем температуру повышали до 620°C и растили спейсерный слой GaAs толщиной 100 нм. Далее аналогично выращивали слой поверхностных КТ, закрытых покровным 2 нм слоем GaAs. Пары образцов различались параметром β , представляющим собой относительную длительность паузы в подаче арсина после осаждения КТ. Здесь представлены результаты применения трех режимов: а) 2 с подача арсина, 2 с пауза, всего 8 циклов, параметр $\beta = 0.5$, б) 1 с подача арсина, 6 с пауза, 7 циклов, $\beta = 0.85$, в) пауза 30 с, $\beta = 1$.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены АСМ изображения структур с КТ. Первый ряд картинок (а, б, в) – КТ, выращенные на подложках GaAs, второй ряд (д, е, ф) – на Ge/Si. Три столбца соответствуют разной относительной длительности паузы в подаче арсина в процессе формирования КТ ($\beta = 0.5; 0.85$ и 1). На поверхности, наряду с когерентными КТ, также присутствуют дислоцированные кластеры (ДК). Результаты расчета плотности КТ и ДК и их размеров сведены в таблице 1. Наибольшее различие в морфологии КТ, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si, наблюдается при минимальной длительности

пауз) (сравнение картинок а и d ($\beta = 0.5$) на рисунке 1). В этом случае наблюдается тенденция к коалесценции InAs, а на подложке Ge/Si InAs собирается на границах антифазных доменов. Средняя высота дислоцированных кластеров максимальна (64 и 68 нм), а плотность КТ минимальна. Увеличение длительности пауз до $\beta = 0.85$ улучшает ситуацию (второй столбец, картинки b и e). Плотность КТ максимальна в условиях данного опыта и почти

одинакова на обоих типах подложек, а плотность ДК минимальна. В предельном случае, когда арсин совсем не подается ($\beta = 1$), плотность КТ уменьшается, а размер ДК растет при уменьшении их плотности.

При этом размер ДК значительно больше на подложках Ge/Si. Следует отметить, что отсутствие подачи арсина в реактор не означает отсутствие мышьяка вблизи поверхности растущего слоя.

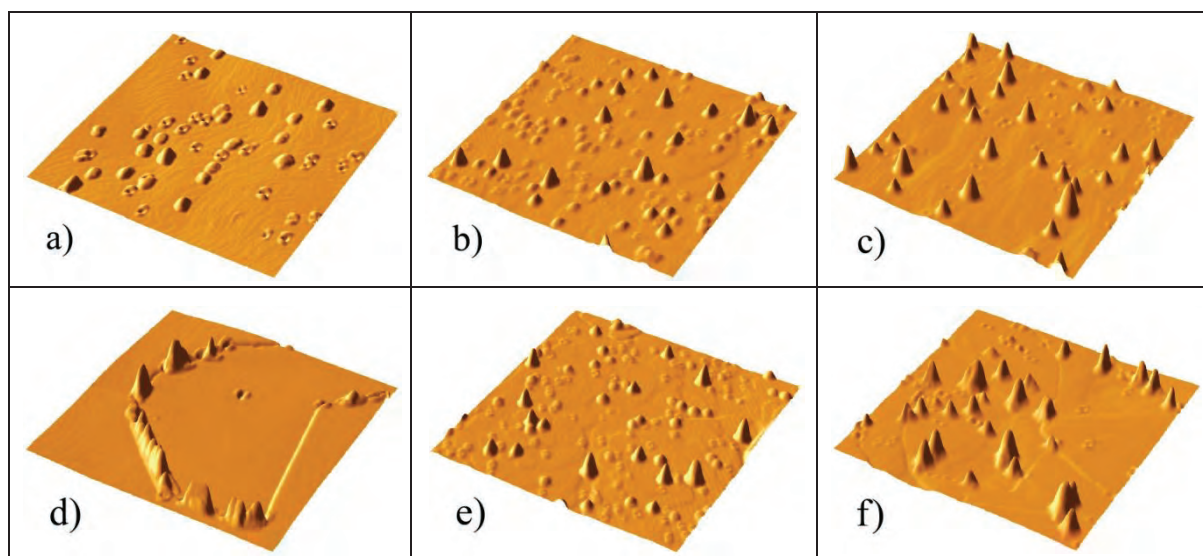


Рис. 1. АСМ изображения КТ, выращенных на подложках GaAs (a, b, c) и Ge/Si (d, e, f) при разных значениях параметра β (0.5 – a,d; 0.85- b,e; 1 – c,f) . Масштаб изображения 2x2 мкм

Таблица 1. Параметры массива КТ в зависимости от параметра β и вида подложки.

β	Подложка	h(КТ), (нм)	n(КТ), ($\times 10^9 \text{ см}^{-2}$)	N(ДК), (нм)	N(ДК), ($\times 10^9 \text{ см}^{-2}$)
0.5	GaAs	6	0.65	64	0.2
0.5	Ge/Si	4	0.2	68	0.3
0.85	GaAs	4	1.9	23	0.8
0.85	Ge/Si	4	2.2	18	0.9
1	GaAs	7	0.9	36	0.6
1	Ge/Si	5	0.74	44	0.5

При значении $\beta \leq 0.5$ (поверхность, преимущественно стабилизированная мышьяком) концентрация КТ невелика, поскольку они имеют тенденцию к коалесценции и образованию дислоцированных кластеров. При $\beta \approx 0.85$ увеличивается подвижность атомов индия на поверхности, что приводит к увеличению концентрации КТ и сближению параметров образцов, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si. Дальнейший рост β приводит к уменьшению концентрации КТ и ухудшению качеству структуры. Отметим, что положительное влияние прерывания в подаче арсина в процессе

выращивания КТ было описано в литературе [3]. Важно, что для оптимизации режима выращивания существенна как абсолютная величина потока мышьяка, так и прерывание в его подаче.

Таким образом, в работе показано, что оптимизация режима постростовой паузы позволяет уменьшить влияние антифазных границ и неоднородностей поверхности арсенида галлия, выращенного на подложках Ge/Si, на образование массива КТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-29-20016).

Литература

1. J. C. Norman, D. Jung, Y. Wan *et al.* // *APL Photonics*, V. 3, 030901 (2018).
2. V. Ya. Aleshkin, N. V. Baidus, A. A. Dubinov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 109, 061111 (2016).
3. Y. Lee, E. Ahn, J. Kim *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 90, 033105 (2007).

О возможности вертикального вывода излучения в гетеролазерах с двумерной распределенной обратной связью

В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, А.М. Малкин, В.Ю. Заславский, Е.Д. Егорова

Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603155.

vrbaryshev@gmail.com

Предложена схема лазера на основе двухзеркальной двумерно-периодической планарной брэгговской структуры. Показана возможность вывода излучения в направлении, ортогональном резонатору. Показана возможность реализации стационарных режимов генерации с плоским вдоль всей структуры фазовым фронтом генерируемого излучения.

Введение

Получение пространственно-когерентного излучения значительной мощности при высоком качестве светового пучка является одной из перспективных задач для широкого спектра полупроводниковых лазерных активных сред и структур. Естественным путем повышения мощности лазеров представляется увеличение объема активной области. Однако для сохранения высоких спектральных свойств при таком подходе оказывается важной реализация пространственной синхронизации излучения. Перспективным вариантом такой синхронизации для планарных лазерных структур является применение двумерной распределенной обратной связи (РОС), которая реализуется либо двумерно-периодической модуляцией поверхности структуры, либо модуляцией показателя преломления в одном из слоев. Двумерные брэгговские резонаторы, представляющие собой прямоугольные участки планарных диэлектрических волноводов с такой модуляцией, способны обеспечить пространственную синхронизацию излучения активных слоев значительной площади [1]. В то же время, указанные резонаторы обладают рядом особенностей и недостатков, потенциально затрудняющих их применение. Среди этих особенностей следует отметить узкую полосу брэгговского резонанса, существенную зависимость брэгговской частоты от глубины и профиля модуляции брэгговского слоя, чувствительность одномодового режима генерации к отражениям на границах резонатора и вывод излучения в нескольких направлениях одновременно. В качестве альтернативной схемы применения двумерной РОС можно рассматривать двухзеркальные структуры, в которых два прямоугольных участка с брэгговской двумерно-периодической модуляцией коэффициен-

та преломления разделены регулярным участком без модуляции, где может располагаться активная среда [2].

В настоящей работе исследуется возможность реализации в двухзеркальных двумерных брэгговских структурах вывода излучения в направлении, ортогональном активному слою, за счет использования комбинированных двумерных брэгговских резонаторов с дополнительной однопериодической брэгговской секцией. При этом оказывается возможным вывод большей части генерируемого излучения в одном направлении при однородном распределении интенсивности светового потока по площади лазерной структуры.

Одновременно за счет двумерной брэгговской структуры реализуется пространственная синхронизация излучения и равномерное использование инверсии во всем объеме активной области.

Отметим, что вывод излучения в ортогональном резонатору направлении за счет использования брэгговских структур имеет экспериментальные реализации для случая однопериодических решеток [3].

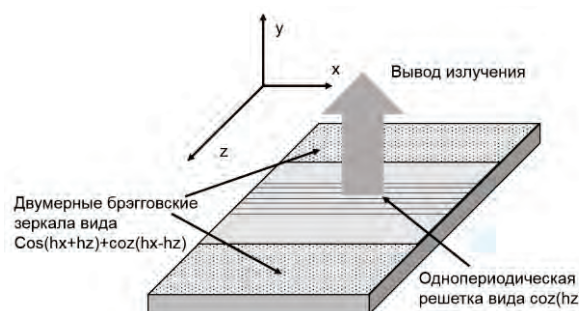


Рис. 1. Схема лазера с двухзеркальным брэгговским резонатором и вертикальным выводом излучения

Модель

Рассматривается планарный диэлектрический волновод с активным слоем. Два прямоугольных и расположенных параллельно участка поверхности волновода имеют двумерно-периодическую модуляцию (Рис. 1.). Такие участки могут играть роль двумерных брэгговских зеркал для мод планарного волновода и образуют таким образом резонатор, аналогичный резонатору Фабри-Перо. Прямоугольный участок, расположенный между двумя брэгговскими зеркалами, имеет однопериодическую модуляцию поверхности с периодом $d=2\pi/h$ где h – продольное волновое число волноводной моды на брэгговской частоте.

При таком периоде модуляции на брэгговской частоте реализуется резонансное рассеяние волноводной моды в направлении y , ортогональном плоскости волновода (Рис. 2). В то же время непосредственная связь встречных волн на первой пространственной гармонике модуляции отсутствует. Коэффициент рассеяния в поперечном направлении для случая малой модуляции может быть найден аналитически.

Результаты

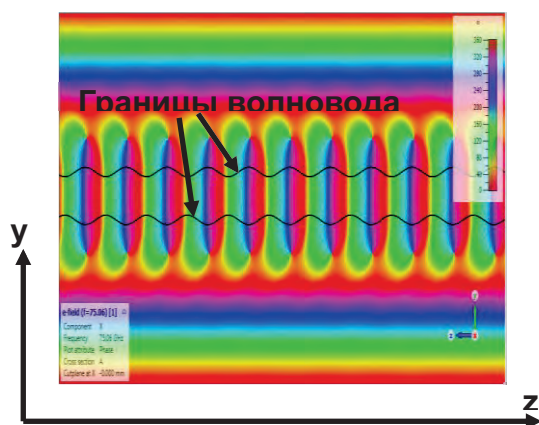


Рис. 2. Фазовая структура электромагнитного поля в процессе рассеяния волноводной моды в однопериодической брэгговской секции

Прямое численное моделирование в рамках пакета CST Microwave Studio показывает, что рассеиваемое в поперечном направлении излучение имеет плоский фазовый фронт вдоль всей площади модуляции. При этом наблюдается хорошее совпадение выражения для коэффициента рассеяния с результатами моделирования (Рис. 3). Таким образом, подтверждается возможность описания процесса рассеяния в рамках усредненного подхода на основе метода связанных волновых потоков. Проведенное в рамках указанного подхода исследование с помощью методов, развитых в работах [1-2] показывает возможность реализации стационарных режимов генерации с выводом в вертикальном направлении практически всей мощности генерируемого излучения при плоском вдоль всей площади светового потока фазовом фронте и равномерном распределении интенсивности.

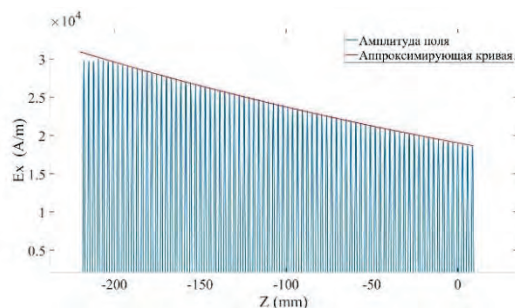


Рис. 3. Затухание волноводной моды при распространении вдоль однопериодической брэгговской секции

Работа поддержана грантом российского фонда фундаментальных исследований № 18-48-520022.

Литература

1. N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev et al. // Phys. Rev. A, V. 91, 053806 (2015).
2. В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский В.Ю. и др. // ФТП, V. 53(9), 1172 (2019).
3. P. Zhou, L. Niu, A. Hayat et al. // Polymers, V. 11, 258 (2019).

Многофононная релаксация состояний $1s(T_2)$ однократно ионизованных двойных доноров серы и селена в кремнии

Н.А. Бекин^{1,*}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*nbekin@ipmras.ru

Сделана оценка темпа многофононной релаксации уровня $1s(T_2)$ в донорах S^+ и Se^+ . Волновые функции донорных состояний вычислялись методом квантового дефекта, их многодолинный характер игнорировался. Деформационные потенциалы оптических и акустических фононов находились путем подгонки к экспериментальным данным по электроно-колебательному спектру люминесценции в $Si:Se^+$ на переходах $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$.

Введение

Изолированные атомы серы и селена в кремнии являются глубокими двухзарядными донорами. Энергия связи однократно заряженных доноров S^+ и Se^+ составляет, соответственно, 613 и 593 мэВ [1]. Шестикратно вырожденный (в рамках приближения эффективной массы) уровень основного состояния доноров расщепляется короткодействующим потенциалом ячейки на синглет $1s(A_1)$ и два возбужденных уровня — триплет $1s(T_2)$ и дублет $1s(E)$. (С учетом спина триплет $1s(T_2)$ расщеплен на два близко расположенных уровня.) Энергии связи уровней $1s(T_2)$ составляют ~184 и ~166 мэВ, соответственно, для S^+ и Se^+ . Разность энергий между уровнями $1s(T_2)$ и $1s(A_1)$ в несколько раз превышает энергию оптического фонона, поэтому релаксация триплета $1s(T_2)$ является многофононной. В данной работе в рамках простых модельных представлений сделаны теоретические оценки темпа многофононной релаксации уровня $1s(T_2)$ в донорах S^+ и Se^+ .

Метод расчета

Для волновых функций вовлеченных в переход состояний $1s$ использовался метод квантового дефекта. Эффективная масса предполагалась изотропной и равной эффективной массе плотности состояний ($m = 0.32m_0$), многодолинный характер волновых функций игнорировался.

Предполагалось, что электроны взаимодействуют с фононами, соответствующими одной ветке закона дисперсии оптических фононов и одной ветке акустических фононов. Закон дисперсии фононов предполагался изотропным, а зона Бриллюэна —

сферически симметричной. Зависимость энергии фонона от модуля волнового вектора для обеих веток полагалась квадратичной: для оптических фононов с максимальной энергией в центре зоны Бриллюэна (64 мэВ) и минимальной (57 мэВ) — на ее границе; для акустических фононов — с максимальной энергией на границе зоны Бриллюэна (26 мэВ) и линейным участком при малых волновых векторах.

Для операторов электрон-фононного взаимодействия использовались модельные выражения, предполагающие линейную зависимость энергии взаимодействия от нормальных координат. Для оператора взаимодействия с оптическими фононами использовалось выражение [2], для взаимодействия с акустическими фононами — выражение [3].

Определение деформационных потенциалов осуществлялось полуэмпирическим методом, который основан на том, что спектральные характеристики люминесценции и/или поглощения излучения на переходе между уровнями (интегральные спектральные моменты M_n) можно выразить через моменты $S^{(n)}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$):

$$S^{(n)} = \sum_{\sigma\mathbf{q}} (\hbar\omega_{\sigma\mathbf{q}})^n S_{\sigma\mathbf{q}},$$

$\hbar\omega_{\sigma\mathbf{q}}$ — энергия фонона, соответствующего ветви закона дисперсии σ и волновому вектору \mathbf{q} , $S_{\sigma\mathbf{q}}$ — соответствующий σ и \mathbf{q} парциальный вклад в фактор Хуанга – Риса [4]. Величины $S_{\sigma\mathbf{q}}$ выражаются через матричные элементы оператора электрон-фононного взаимодействия на волновых функциях донорных состояний. Первые два момента: $S^{(0)} \equiv S_{HR}$ — фактор Хуанга – Риса, $S^{(1)} \equiv F$ — сдвиг Франка – Кондона.

Первые нормированные спектральные моменты [5]:

$$M_0 = \int g(E)dE = 1$$

$$M_1 = \int g(E)EdE = E_0 \pm F$$

E — энергия фотона; знак плюс соответствует спектру поглощения, минус — люминесценции; $g(E)$ — нормированная спектральная плотность интенсивности излучения; E_0 — энергия бесфононной линии. Фактор S_{HR} выражается через отношение интегральной интенсивности бесфононной линии, I_0 , к интегральной интенсивности I всего электронно-колебательного спектра, соответствующего рассматриваемому переходу [6]: $I_0/I = \exp(-S_{HR})$.

Деформационные потенциалы определялись методом подгонки, используя данные по спектру низкотемпературной люминесценции на переходе $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$ в донорах $Si:Se^+$ [7]. Полученные деформационные потенциалы были использованы также для доноров S^+ .

Для вероятности безызлучательных переходов использовалось выражение [8].

Результаты и обсуждение

По данным [7], отношение $I_0/I \approx 0.16$, что дает $S_{HR} \approx 1.8$. Цифровая обработка спектра [7] дает для сдвига Франка – Кондона: $F \approx 40.7$ мэВ. При фиксированных параметрах закона дисперсии фононов по величинам S_{HR} и F однозначно определяются деформационные потенциалы акустических и оптических фононов.

Таблица 1. Характеристики перехода $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$ в донорах $Si:Se^+$ и $Si:S^+$.

	Донор	S_{HR}	F , мэВ	w , c^{-1}
Эксперимент	Se^+	1.8	40.7	$2.2 \cdot 10^8$
Теория	Se^+	2.4	52.7	$2.2 \cdot 10^8$
	S^+	2.3	52.9	$2.7 \cdot 10^8$

Единственным параметром в дисперсионных характеристиках фононов, который не определен из приведенных выше энергий фононов в центре и на границе зоны Бриллюэна — это скорость звука v , характеризующая длинноволновый участок закона дисперсии акустических фононов. Наилучшее согласие с экспериментом по времени жизни уровня $1s(T_2)$ в Se^+ [9] дает наименьшая из справочных данных скорость — для поперечных волн вдоль направления $[111]$, $v \approx 5.1 \cdot 10^5$ см/с [10]. Тогда подгонка дает для деформационных потенциалов:

$2.3 \cdot 10^8$ эВ/см для оптических фононов и 2 эВ для акустических фононов.

Экспериментальному времени жизни для Se^+ [9] соответствует темп релаксации $2.2 \cdot 10^8 c^{-1}$. Расчетный темп релаксации $w \approx 1.7 \cdot 10^7 c^{-1}$. Темп w чрезвычайно чувствителен к деталям волновых функций и деформационным потенциалам. При умножении полученных деформационных потенциалов на фактор $p \approx 1.14$ согласие с экспериментально измеренным временем жизни получается точным. При такой корректировке величины S_{HR} и F для Se^+ отличаются от экспериментальных значений множителем $p^2 \approx 1.3$, таблица 1. В таблице приведены также данные для доноров S^+ для скорректированных значений деформационных потенциалов.

Рассогласование с экспериментальными данными по времени жизни триплета $1s(T_2)$ в Se^+ объясняется, прежде всего, тем, что в расчетах не учитывалось взаимодействие с квазилокальными колебательными модами, признаки которых имеются в спектре [7].

Работа поддержана в рамках совместного российско-германского проекта РФФИ-ННИО (No. 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

Литература

1. H. G. Grimmeiss, E. Janzen, K. Larsson. // *Physical Review B*, V. 25, 2627 (1982).
2. Н. А. Бекин. // *ФТП*, т. 53, 1378 (2019).
3. R. Kubo, Y. Toyozawa. // *Progress of Theoretical Physics*, V. 13, 160 (1955).
4. K. Huang, A. Rhys. // *Proc. Roy. Soc. A*, V. 204, 406 (1950).
5. M. Lax. // *J. Chem. Phys.*, V. 20, 1752 (1952).
6. К. К. Ребане. // *Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов*. М., «Наука», 1968.
7. A. DeAbreu, C. Bowness, R. J. S. Abraham *et al.* // *Physical Review Applied*, V. 11, 044036 (2019).
8. R. Pässler. // *Czech. J. Phys. B*, V. 24, 322 (1974).
9. K. J. Morse, R. J. S. Abraham, A. DeAbreu *et al.* // *Sci. Adv.*, V. 3, e1700930 (2017).
10. A. Dargys, J. Kundrotas. // *Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP*. Vilnius, 1994.

Терагерцовый циклотронный резонанс в толстых $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ пленках: роль топологических состояний

В.В. Бельков^{1,*}, М. Otteneder², Г.В. Будкин¹, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³, Д.А. Козлов³, С.А. Тарасенко¹, I.A. Dmitriev², S.D. Ganichev²

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021

2 Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany, 93040

3 ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия, 630090

*bel@epi.ioffe.ru

Представлены результаты исследования циклотронного резонанса в толстых пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с различным содержанием кадмия x , соответствующим нормальному и инвертированному энергетическим спектрам, а также и почти линейной дисперсии. Полученные результаты показывают, что формирование двумерных топологических поверхностных состояний требует резкой границы между слоями с инвертированной ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) и нормальной (CdTe) зонной структурой. Результаты теоретического анализа поверхностных состояний согласуются с экспериментальными данными.

Работа посвящена детальному исследованию циклотронных резонансов в толстых (6 микрон) пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$, наблюдаемых в пропускании терагерцового излучения, фотопроводимости и фототоках.

В качестве объектов исследования использовались выращенные (молекулярно-лучевая эпитаксия) на CdTe слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с содержанием кадмия $x = 0.15 \div 0.22$ как больше, так и меньше критического значения $x_c = 0.17$, соответствующего переходу от нормального энергетического спектра к инверсному. Изучались образцы с резкими и плавными интерфейсами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$. Источником терагерцового излучения служил перестраиваемый лазер, работающий на частотах 2.54, 1.62 и 0.69 ТГц (что соответствует энергиям фотонов 10.5, 6.7 и 2.9 мэВ). К образцам прикладывалось магнитное поле, использовались геометрии Фарадея, Фойгта, а также и наклонное по отношению к слою $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ поле.

Основные результаты работы получены из сравнения данных измерений циклотронных резонансов в конфигурациях Фойгта (магнитное поле B параллельно поверхности образца) и Фарадея (B перпендикулярно слою). Эти измерения позволяют различать двухмерные и объемные носители заряда, ответственные за

наблюдаемые резонансы. В структурах с $x < x_c$ для слоев с резкими и плавными границами между $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и CdTe получены качественно различающиеся результаты. В образцах с плавной границей резонансное поведение в конфигурациях Фарадея и Фойгта практически одинаково, тогда как в случае резкого перехода один из двух электронных резонансов в геометрии Фойгта исчезает. Это наблюдение ясно указывает на двумерный характер одной группы электронов – тех, что находятся на резкой границе, определяющей наличие топологического состояния. Отметим, что в слоях с высоким содержанием кадмия ($x > x_c$) форма резонансной зависимости не меняется при варьировании ориентации приложенного магнитного поля. Выводы, сделанные по данным экспериментальных наблюдений, подтверждаются результатами проведенного теоретического рассмотрения формирования поверхностных состояний в структурах с резкими и плавными интерфейсами.

Таким образом, изучение топологических состояний на границе раздела $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ возможно лишь в структурах с достаточно резкими интерфейсами.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ, грант 19-02-00825.

Влияние второго рецесса на характеристики рНЕМТ транзисторов на подложке GaAs

В.А. Беляков¹, И.В. Макарецв^{1,2*}, Е.Л. Фефелова¹, М.В. Ревин¹, А.Г. Фефелов¹,
Е.В. Петрякова^{1,2}, Ю.П. Кудряшова¹, Н.В. Сидорова¹

¹ АО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603107.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

* ilya0296@gmail.com

Разработаны транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs, обладающие повышенной крутизной и улучшенными пробивными характеристиками. Транзисторы демонстрируют максимальную измеренную удельную крутизну вольт-амперной характеристики 520 мСм/мм, максимальную плотность тока стока 670 мА/мм и пробивное напряжение затвор–сток 14 В. Предельная частота усиления транзисторов по току превышает 110 ГГц. Благодаря увеличенному пробивному напряжению, разработанные транзисторы перспективны для использования в монолитных интегральных схемах усилителей средней мощности миллиметрового диапазона.

Введение

В последние годы большие усилия направлены на развитие устройств, работающих в Ка диапазоне, таких как спутники, системы космической связи, передатчики и приемники [1]. Используемые в таких устройствах транзисторы на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs (рНЕМТ) успешно применяются в диапазоне частот до 60 ГГц. Недавно были созданы высокочастотные усилители большой мощности (НРА) на основе GaAs, способные работать в миллиметровом диапазоне [2]. Совместимость с базовыми технологиями создает большие преимущества в производстве усилителей высокой мощности на GaAs по сравнению с устройствами, использующими подложки GaN и InP. Основная идея повышения эффективности рНЕМТ транзисторов для работы в миллиметровом диапазоне заключается в использовании технологии двойного рецесса. Она заключается в предварительном травлении широкого канала, а затем второго травления ножки под затвор, смещенный к истоку транзистора. Это должно привести к уменьшению сопротивления затвор–исток транзистора и, как следствие, к увеличению крутизны.

Изготовленные образцы

В работе были использованы приборные рНЕМТ–гетероструктуры с двухсторонним объемным легированием (Double рНЕМТ), выращенные в АО «НПП «Салют» методом МОС–гидридной эпитаксии, с целью их апробирования в технологии изготовления СВЧ маломощных усилителей. Дизайн приборных Double рНЕМТ–гетероструктур

включал наличие дополнительного поставщика электронов в канал – высоколегированного ЭС N^+ -AlGaAs, располагающегося ниже канального слоя InGaAs, – а также контактного слоя N^+ -GaAs для формирования омических контактов и технологического стоп-слоя AlAs, предназначенного для создания равномерного углубления под заглубленный затвор транзистора.

На Double рНЕМТ гетероструктурах были изготовлены две партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: с однократным рецессом и затвором, расположенным по центру между стоком и истоком (ES-228), и двойным рецессом с затвором, смещенным к стоку (ES-344).

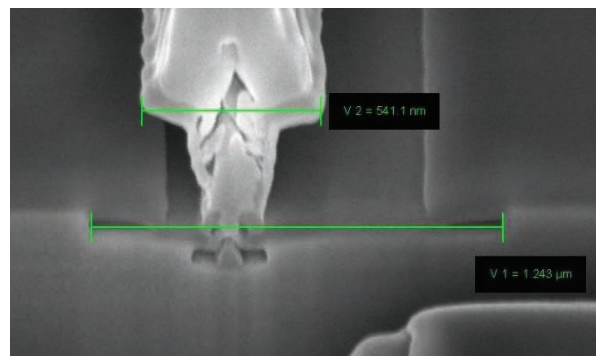


Рис. 1. Изображение затвора транзистора

Результаты и обсуждение

Все приборы показали малые токи утечки по подложке и «гладкие» ВАХ (рис. 2) в области отсечки, что свидетельствует о том, что ток горя-

чих электронов в широкозонном материале со стороны подложки мал.

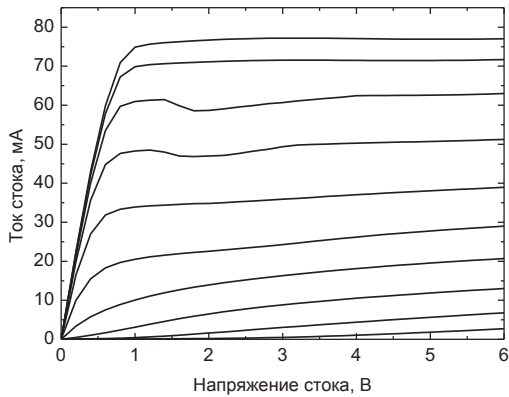


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика транзистора, изготовленного на структуре ES-344, при различных напряжениях на затворе: 0.5, 0.3, 0.1, ... -1.5 В

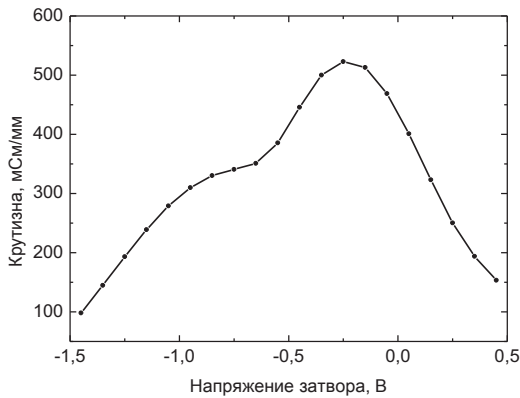


Рис. 3. Зависимость крутизны транзистора от напряжения на затворе при напряжении на стоке 4 В

В таблице 1 представлены типичные значения напряжений отсечки, пробоя, удельной крутизны

и удельного тока насыщения для транзисторов с однократным рецессом (ES-228) и двойным рецессом (ES-344).

Таблица 1. Параметры транзисторов на постоянном токе

Структура	$V_{отс}$, В	$V_{пр}$, В	g_m , мСм/мм	$I_{нас}$, мА/мм
ES-228	1.4	13	400	450
ES-344	1.3	14	520	670

Из таблицы следует, что транзисторы с двойным рецессом показали крутизну на 30% больше, а ток насыщения на 50% больше, чем транзисторы с однократным рецессом. При этом напряжение отсечки оказалось примерно равным. Хотя данные структуры имеют одинаковый дизайн, изменение технологии изготовления затвора позволило значительно улучшить параметры транзистора.

СВЧ характеристики транзистора с двойным рецессом также демонстрируют высокие показатели в миллиметровом диапазоне. В частности, G_{max} на частоте 100 GHz больше 10 dB, граничная частота f_t больше 110 ГГц.

Таким образом, применение технологии двойного рецесса открывает перспективы использования рНЕМТ транзисторов на подложке GaAs для создания мощных усилителей в миллиметровом диапазоне.

Литература

1. J. S. Hong and M. J. Lancaster // IEEE Trans. Microwave Theory Tech., V. 46, 1 (1998).
2. S.-J. Cho, C. Wang, N.Y. Kim // Microelectronic Engineering, V 113, (2014).

Особенности оценки эквивалентности лазерных методов имитации воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства на субмикронные элементы интегральных схем

В.В. Бибикова^{1,*}, И.Ю. Забавичев^{1,2}, В.А. Козлов^{3,2}, С.В. Оболенский^{2,1},
А.А. Потехин^{1,2}, А.С. Пузанов^{1,2}

1 Филиал РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603137.

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*veronbib@mail.ru

Рассмотрен метод расчета пространственного распределения неравновесных носителей заряда в треке тяжелой заряженной частицы и в лазерном пучке. Проведен расчет энерговыделения для иона кремния с энергией 50 МэВ и имитирующего его воздействие лазерного излучения.

Введение

Одним из практических приложений источников ультракоротких импульсов лазерного излучения длительностью 0,1 – 10 пс является имитация воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства на изделия микро- и нанoeлектроники [1, 2]. Основное внимание при этом уделяется обеспечению эквивалентного воспроизведения характера изменения параметров и проявления эффектов сбоев и отказов в элементах интегральных схем при воздействии лазерного излучения по сравнению с воздействием тяжелых заряженных частиц по критерию адекватности моделирования доминирующих эффектов.

В линейном приближении отклик на радиационное воздействие может быть описан через интеграл Дюамеля подобно любой радиотехнической системе [3, 4]. До недавнего времени переходная ионизационная реакция полупроводниковых структур существенно превосходила длительность пролета тяжелой заряженной частицы через рабочую область элементов, из чего следует интегральная реакция на радиационное воздействие (так называемый «дозовый» критерий радиационной стойкости).

Применительно к воздействию тяжелых заряженных частиц космического пространства это означает, что паразитный сбой ячейки памяти определяет

ся величиной суммарного заряда неравновесных носителей, сгенерированных в рабочей области транзистора.

Уменьшение размеров транзисторов до нанометровых размеров привело к снижению длительности переходных ионизационных процессов, которые по временным масштабам стали сравнимы со временем пролета тяжелой заряженной частицы через рабочую область элементов, что предполагает зависимость не только от суммарного энерговыделения, но и от максимальной мощности воздействия (так называемый «мощностной» критерий радиационной стойкости). Это приводит к влиянию формы импульса переходного ионизационного процесса на сбоеустойчивость интегральных схем, изготовленных по нанометровым топологическим нормам [5].

Другой важной особенностью субмикронных полупроводниковых структур является необходимость учета горячих носителей заряда [6, 7]. Обычно энергия квантов лазерного излучения лишь незначительно превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, что обеспечивает однородное энерговыделение по глубине, но при этом температура неравновесных электронов и дырок равна температуре кристаллической решетки. Этого недостаточно при изучении переходных ионизационных процессов в наноструктурах. Возможным решением проблемы является применение пикосекундных лазеров с перестраиваемой длиной волны

излучения. Обсуждению условий эквивалентности воздействий лазерного импульса и тяжелой заряженной частицы посвящена настоящая работа.

Метод расчета

Согласно современным представлениям [8-10] тяжелая заряженная частица формирует конусообразный непрерывный или прерывистый трек, состоящего из ядра, которое окружено оболочкой. В области ядра с характерным радиусом $r_c = v/\omega_{pl}$, равным отношению скорости частицы к плазменной частоте ω_{pl} , преобладают процессы электронного возбуждения. Радиус оболочки определяется пробегом δ -электронов. Концентрация неравновесных носителей заряда в ядре составляет $\sim 2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и экспоненциально уменьшается в оболочке трека тяжелой заряженной частицы.

Минимальная площадь пятна лазерного излучения существенно превосходит площадь трека тяжелой заряженной частицы и по мере проникновения излучения в полупроводник существенно расширяется

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2}. \quad (1)$$

Здесь ω – радиус пучка (расстояние, на котором амплитуда поля убывает в e раз по сравнению с полем на оси), ω_0 – минимальный радиус пучка, z – глубина проникновения излучения, $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ для Si – длина волны излучения.

Интенсивность лазерного излучения в линейном режиме $I(z)$ экспоненциально уменьшается вдоль оси

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z). \quad (2)$$

Здесь I_0 – интенсивность излучения на поверхности, $\alpha = 60 \text{ см}^{-1}$ – линейный коэффициент поглощения излучения лазера на неодимовом стекле в Si.

Результаты и обсуждение

Для примера рассмотрим воздействие иона кремния с энергией 50 МэВ на полевой транзистор, изготовленный по технологии «кремний на изоляторе». Это наихудший случай с точки зрения обеспечения сбоеустойчивости, так как линейная передача энергии в этом случае принимает максимальное значение и составляет $14,5 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$.

В качестве критерия эквивалентности принималось равенство величины зарядов, генерируемых в треке тяжелой заряженной частицы и в лазерном пучке. Результаты расчетов пространственного распределения концентрации неравновесных носителей приведены на рисунке 1. Различие радиального распределения заряда, сгенерированного лазером в сравнении с ионом, является фундаментально важным для изучения одиночных событий, так как определяет динамику релаксации энергии в ионизованной области.

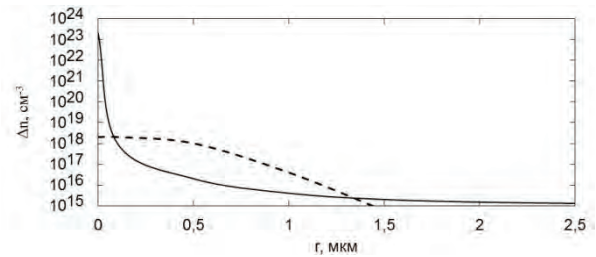


Рис. 1. Пространственное распределение концентрации неравновесных носителей заряда в треке иона (—) и в лазерном пучке (- -)

Литература

1. R. Jones, A. M. Chugg, C. M. S. Jones et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science, V. NS-47, No. 4, P. 539 (2000).
2. А. И. Чумаков, А. Н. Егоров, О. Б. Маврицкий и др. // Микроэлектроника, Т. 33, № 2, С. 128 (2004).
3. И. С. Гоноровский Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Советское радио, 1977. – 608 с.
4. С. И. Баскаков Радиотехнические цепи и сигналы. – М.: Высшая школа, 2000. – 462 с.
5. S. DasGupta // M.S. thesis, Dept. Elect. Eng. and Comp. Science. Vanderbilt University. Dec. 2007.
6. Ю. Пожела Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.
7. М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
8. А. М. Митерев // Успехи физических наук. Т. 172, № 10. С. 1131 (2002).
9. Ф. Ф. Комаров // Успехи физических наук. Т. 173, № 12. С. 1287 (2003).
10. Ф. Ф. Комаров // Успехи физических наук. Т. 187, № 5. С. 465 (2017).

Изменение диэлектрической проницаемости квантовых ям при протекании постоянного тока

Г.В. Будкин¹, И.С. Махов², Д.А. Фирсов², Л.Е. Воробьев²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251.

Теоретически изучено линейное по току влияние на диэлектрическую проницаемость квантовых ям — эффект увлечения фотонов электронами. Разработана детальная микроскопическая теория эффекта увлечения фотонов током электронов. Получены выражения для изменения коэффициентов поглощения, отражения и прохождения, вызванного током, протекающим в квантовой яме. Разработана методика измерения модуляции показателя преломления квантовых ям, пропорциональной протекающему току, основанная на использовании интерферометра Маха-Цендера.

Введение

Прохождение тока через полупроводниковую структуру приводит к перераспределению электронов в импульсном пространстве, что понижает симметрию системы. Такое понижение симметрии может приводить к возникновению ряда электрооптических эффектов, таких как индуцированная током оптическая активность или генерация второй гармоники. В настоящей работе теоретически изучено изменение диэлектрической проницаемости при протекании электрического тока в квантовых ямах, линейное по току. Протекание тока в плоскости квантовой ямы приводит к тому, что направления против тока и по току становятся неэквива-

лентны, в результате чего диэлектрическая проницаемость квантовой ямы может изменяться в зависимости от взаимной ориентации вектора тока и волнового вектора света. Такое явление является обратным широко изученному как в объемных полупроводниках, так и в гетероструктурах эффекту увлечения электронов фотонами: генерации постоянного тока при поглощении излучения за счет передачи импульса фотонов свободным носителям заряда. По аналогии рассмотренный нами эффект можно назвать эффектом увлечения света током электронов. Такой эффект, связанный с межподзонами переходами дырок, был ранее обнаружен в объемном Ge [1].

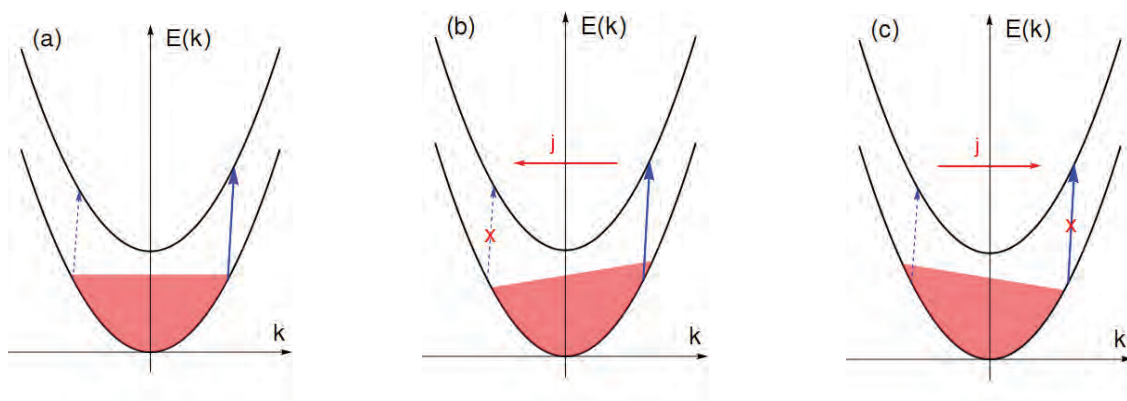


Рис. 1. Схематическое изображение переходов в случае нулевого тока (а), и двух противоположных направлений (b) и (c)

Теория

В работе представлена теория эффекта увлечения фотонов током электронов для межподзонных пе-

реходов электронов в квантовых ямах. Исследовано влияние постоянного тока на диэлектрическую проницаемость квантовой ямы.

Нами рассмотрены квантовые ямы п-типа, в которых только нижняя подзона размерного квантования занята электронным газом. Резонансный вклад в дипольный момент для межподзонного перехода из состояния \mathbf{k} в \mathbf{k}' описывается соотношением

$$k k' \propto \frac{1}{E_2 - E_1 + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} - \hbar + \frac{\hbar^2}{2m^*} \mathbf{k} \mathbf{q} - i\hbar}, \quad (\text{ф1})$$

где $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}$, \mathbf{q} — волновой вектор света в плоскости квантовой ямы, Γ — уширение уровней. При отсутствии тока для межподзонных переходов с противоположными волновыми векторами возникает асимметрия в меру $\hbar^2 \mathbf{k} \mathbf{q} / (2m^*)$, данная асимметрия изображена в виде сплошной и пунктирной стрелок на Рис. 1 (а). При протекании тока электроны перераспределяются в \mathbf{k} -пространстве, тем самым переходы с отрицательными (б) или положительными (с) \mathbf{k} перестают вносить вклад. За счет асимметрии этих переходов эффективная диэлектрическая проницаемость квантовой ямы будет различаться для разных направлений тока.

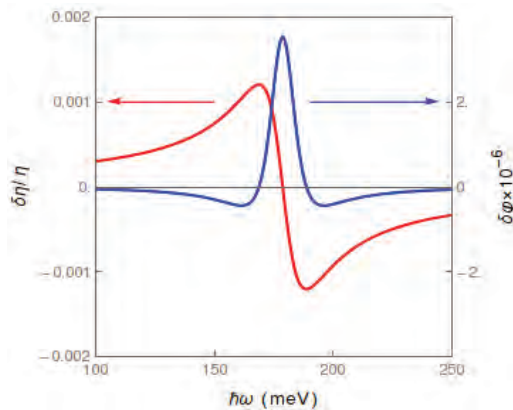


Рис. 2. Зависимость поправок к поглощению ямы и набегу фазы от энергии кванта падающего излучения для одиночной квантовой ямы

Для квантовых ям с бесконечно высокими барьерами получены аналитические выражения для поправок к коэффициентам отражения, прохождения и поглощения, вызванных эффектом увлечения фотонов электронами. Расчет основан на решении волнового уравнения для электрического поля излучения, в котором учтено его влияние на электроны с помощью метода матрицы плотности. Зависимости поправок для коэффициента поглощения и набегу фазы, построенные в соответствии с полученными выражениями, при прохождении через

одну квантовую яму показаны на Рис. 2 для модельных квантовых ям на основе GaAs. В расчетах принималось: ширина ямы 10 нм, угол падения излучения на квантовую яму 45° , уширение уровня $\hbar\Gamma = 10$ мэВ, концентрация электронов $N_e = 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и средняя дрейфовая скорость электронов $v_{dr} = 10^6$ см/с.

Заключение

Исследован эффект увлечения фотонов электронами в квантовых ямах. Продемонстрировано, что изменение диэлектрической функции для эффекта увлечения фотонов электронами обусловлено асимметрией межподзонных переходов, которая проявляется за счет сдвига распределения электронов в импульсном пространстве при протекании электрического тока по отношению к волновому вектору света. Получены аналитические выражения, описывающие поправки для коэффициента поглощения и набегу фазы, индуцированные эффектом увлечения света током электронов для квантовых ям с бесконечно высокими барьерами.

Для экспериментального обнаружения описанного эффекта разработана установка на основе интерферометра Маха-Цендера, позволяющая определить линейный по электрическому току набег фазы электромагнитной волны. В каждое из плеч интерферометра помещаются образцы с квантовыми ямами, по которым электрический ток течет в противоположные стороны, такая методика позволяет исключить квадратичные по току электрооптические эффекты, связанные с нагревом электронного газа в электрическом поле. В качестве источника излучения используется перестраиваемый лазер на углекислом газе. Для выполнения правил отбора при межподзонных переходах электронов измерения проводятся в многопроходной геометрии образца со скошенными краями.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00273.

Литература

1. Л.Е. Воробьев, Д.В. Донецкий, Д.А. Фирсов // Письма в ЖЭТФ, Т. 71, 477 (2000).

Влияние ширины барьера между двойными квантовыми ямами GaAs/InGaAs/GaAs на биполярный транспорт и ТГц-излучение в латеральном электрическом поле

М.М. Винославский^{1,*}, П.А. Белёвский¹, В.Н. Порошин¹, В.В. Вайнберг¹,
А.С. Пилипчук¹, Н.В. Байдусь²

¹ Институт физики Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина.

² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

*mvinos@iop.kiev.ua

Экспериментально установлено, что в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs с двойными туннельно связанными квантовыми ямами в латеральном электрическом поле, соответствующем пространственному переносу горячих электронов и дырок из широких квантовых ям в узкие ямы, в случае толстых межямных барьеров наблюдаются высокочастотные колебания тока, не связанные с Ганновской неустойчивостью, а для узких барьеров — сильное возрастание интенсивности терагерцовой электролюминесценции.

Экспериментальные результаты

Исследован биполярный электрический транспорт и терагерцовая (ТГц) электролюминесценция для гетероструктур n-In_xGa_{1-x}As/GaAs ($x = 0.1 - 0.15$) с двойными туннельно связанными квантовыми ямами (КЯ) шириной 80 и 160 Å, разделенные барьерами шириной 30 либо 50 Å, в латеральных электрических полях. Число двойных КЯ - 20 – 50; δ-легирование Si узких КЯ с концентрацией $N_d = (1 - 2.7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на период. При $T = 4.2 \text{ К}$ большая часть электронов с примесного уровня в узкой яме переходят в широкую яму. При этом создается встроенное поперечное электрическое поле. Импульсы напряжения до 1000 В и длительностью $\tau = 1 - 2 \text{ мкс}$ прикладывались к контактам из In либо GeAu, расстояние между которыми было 1.5 – 4 мм, в интервале температур 4.2 – 160 К.

Распределения интенсивности межзонного излучения при $T = 4.2 \text{ К}$ в образцах показывают, что основные носители тока – дырки появляются вблизи анодного контакта [1], что мы связываем с межзонным пробоем на металлических иглообразных шунтах, образующихся в области контактов на неоднородностях легирования [2]. Дрейф дырок в поле достигает аномально большой длины (до 4 мм), которую мы связываем с пространственным разделением электронов и дырок в двойных КЯ встроенным электрическим полем. При этом дырки попадают в широкие КЯ, а электроны — в узкие

КЯ. Это приводит к сильному увеличению времени жизни дырок.

На зависимостях тока от величины среднего поля E наблюдаются два участка пониженного наклона RST1 и RST2 — для J_{\max} , (рис. 1а и 1б). Первый из них (RST1) — связан с переходом электронов, а второй (RST2) — с переходом дырок, разогретых латеральным полем, с нижнего уровня в широкой КЯ на второй уровень в узкой КЯ и увеличением примесного рассеяния [1]. Более крутой рост тока с полем связан с дрейфовым заполнением образца дырками и электронами.

В структурах с толстыми барьерами в области полей $E = 1.5 - 2.1 \text{ кВ/см}$ наблюдаются осцилляции тока (рис. 1а) и интенсивности люминесценции [2], которые происходят в противофазе друг к другу. Поэтому для этих полей приведены максимальные J_{\max} и минимальные J_{\min} значения тока и среднее значение интенсивности электролюминесценции. Полевая зависимость минимального значения тока J_{\min} имеет N-образный вид. Эти колебания не связаны с образованием Ганновских доменов, поскольку они возникают при значительно меньших полях, и их частота не зависит от продольного размера образца. В условиях образования акустоэлектрических доменов все измерения проводились на инкубационном участке тока. Появления колебаний тока (вставка на рис.1а) подавляет образование доменов. В обоих типах структур наблюдается также люминесценция в дальней ИК области (2.5 – 6

ТГц), которая соответствует внутризонным оптическим переходам электронов и дырок.

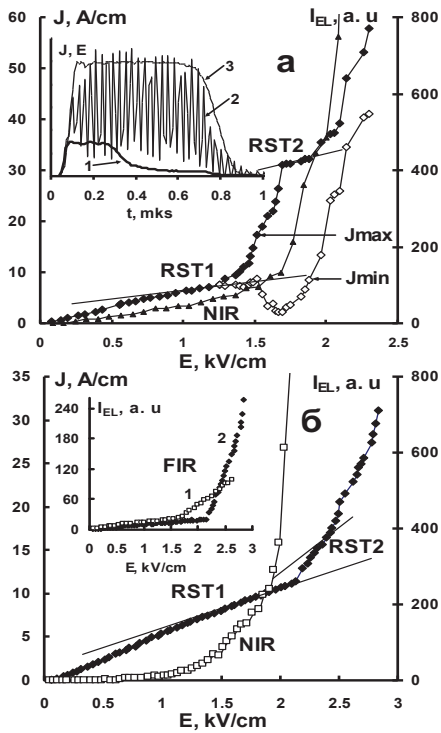


Рис. 1. Зависимости от поля тока и интенсивности межзонной электролюминесценции (NIR) из гетероструктур n-InGaAs/GaAs с двойными КЯ: а) с широким (~50 Å) барьером – для кр. NIR приведены усредненные значения (на вставке формы: тока - кр.1 – 1 кВ/см, кр.2 - 1.7 кВ/см и поля E – кр.3); б) с узким (~30 Å) барьером. На вставке зависимости от поля интенсивностей ТГц люминесценции (FIR) для структуры с широким барьером (кр. 1) и с узким барьером (кр. 2). T = 4.2 K

Для структур с широкими барьерами интенсивность ТГц люминесценции монотонно растет с полем. Обычно такое излучение связано с непрямыми переходами «горячих» носителей внутри подзон размерного квантования. Для структур с узкими барьерами в полях E = 2.1 – 2.8 кВ/см интенсивность излучения возрастает в 12 раз при росте тока всего в 3 раза. Мы связываем это с вкладом прямых оптических переходов между уровнями размерного квантования.

Причиной различного поведения структур с разной толщиной барьеров может служить следующее. В результате перехода разогретых полем дырок из широких КЯ в узкие, скорость излучательной рекомбинации дырок с электронами сильно возрастает, поскольку теперь носители находятся в одной КЯ, и сильно возрастает интенсивность межзонного излучения (рис.1). Вследствие этого, сильно

уменьшается концентрация носителей тока. Это, наряду с уменьшением подвижности дырок за счет рассеяния на примесях, приводит к нелинейной зависимости тока от поля N-типа и возникновению осцилляций тока. С другой стороны, если последующая энергетическая релаксация дырок из узких ям в основное состояние в широких ямах происходит при прямых излучательных переходах между уровнями размерного квантования, то интенсивность дальнего ИК-излучения должна сильно возрастать.

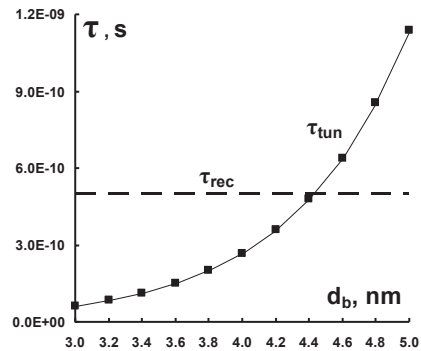


Рис. 2. Зависимость времени туннелирования дырок τ_{tun} между КЯ от ширины межямного барьера в гетероструктурах n-InGaAs/GaAs

На рис. 2 приведены время туннелирования дырок (τ_{tun}) рассчитанное для разных ширин барьеров [3], а также время излучательной рекомбинации дырок (τ_{rec}) в узкой КЯ шириной 80 Å [4] (пунктирная линия). Видно, что для барьеров $d_b > 45$ Å, доминирующим процессом является рекомбинация дырок, а для более узких барьеров — туннелирование дырок в широкую яму.

Это объясняет возникновение в структурах с широкими барьерами колебаний тока, а в структурах с тонкими барьерами — сильного возрастания интенсивности ТГц-люминесценции.

Литература

1. P.A. Belevskii, M.N. Vinoslavskii, V.N. Poroshin, N.V. Baidus, *Physica E* 74, 328 (2015).
2. M.M. Vinoslavskii, P.A. Belevskii, V.M. Poroshin, *et al.*, *SPQEO*, 21(3), 256 (2018).
3. M. Nido, M.G.W. Alexander, W.W. Ruhle, *et al.*, *Appl.Phys.lett* 56(4), 355 (1990).
4. J. Feldmann, G. Peter, E. O. Gobel, *et al. Phys. Rev. Lett.* 59, 2337 (1987)

Исследование углеродных слоев методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов², Б.Н. Звонков¹, В.П. Лесников¹, А.В. Нежданов², С.М. Планкина^{2*}

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950

*plankina@phys.unn.ru

Проведено исследование спектров комбинационного рассеяния углеродных слоев, выращенных методом термического разложения CCl_4 в горизонтальном реакторе для МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и методом импульсного лазерного нанесения в вакууме. Анализ спектров и сопоставление их параметров с литературными данными показывают, что полученные углеродные слои представляют собой разупорядоченный нанокристаллический графит.

Введение

Углерод – один из самых распространенных элементов и абсолютный рекордсмен по количеству аллотропных форм. Интерес научного сообщества к углеродным материалам связан не только с разнообразием их свойств, но и с надеждой создать в будущем полностью углеродную электронику [1]. На данном этапе стоит задача научиться воспроизводимо получать углеродный материал с необходимыми для конкретного применения свойствами и интегрировать его в уже существующие приборные структуры. Поскольку физические характеристики наноматериалов (например, количество слоев в многослойном графене) очень чувствительны не только к методу получения, но и к специфическим условиям синтеза, продолжают поиски оптимальных методов выращивания. Задачей данной работы была диагностика образцов методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света (микро-КРС) в процессе подбора режимов выращивания. Метод КРС – один из методов идентификации углеродных материалов, выявления их структурных особенностей, степени упорядоченности и однородности.

Методика эксперимента

В данной работе исследовались 2 серии образцов. Первая серия была выращена впервые предложенным и реализованным методом термического разложения CCl_4 в горизонтальном реакторе для МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Слои отличались температурой роста, временем выдержки в CCl_4 и выращивались на подложках

полуизолирующего GaAs и поверхности покровного слоя GaAs светодиодных структур с квантовой ямой $In_xGa_{1-x}As$.

Вторая серия образцов выращивалась методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме. Мишенью служила пластина пирографита, а источником излучения был АИГ:Nd лазер LQ 529. Образцы выращивались на различных подложках (GaAs, Si, монокварц); варьировались температура, время распыления углерода и катализатор процесса (Cu, Ni).

Исследования спектров КРС от углеродных слоев проводились на установке NTEGRA SPECTRA производства NT-MDT при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния с использованием лазера с длиной волны 473 нм.

Излучение фокусировалось 100× объективом с апертурой $NA = 0.95$ в пятно диаметром ≈ 1 мкм, мощность излучения составляла 0.5 мВт.

Результаты и обсуждение

При исследовании первой серии образцов установлено, что при термическом разложении CCl_4 при температурах выше $550^\circ C$ на поверхности GaAs образуется углеродное покрытие, поскольку на спектрах КРС присутствуют основная для графита линия G (~ 1610 cm^{-1}) и линия D (~ 1360 cm^{-1}), обусловленная «дышащими» модами шестиатомных колец, требующая наличия дефекта для активации, и поэтому характерная для дефектных графитоподобных материалов (рисунок 1).

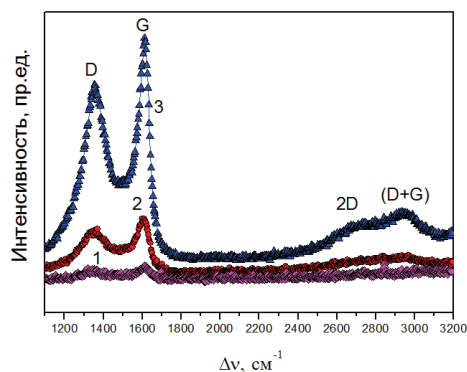


Рисунок 1. Спектры КРС от углеродного покрытия, сформированного на покровном слое GaAs при различных температурах: 1, 2 – 600°C, 3 – 650 °C; и различной выдержке в CCl_4 : 1 – 5 мин, 2,3 – 20 мин

С увеличением температуры увеличивается интенсивность пиков D и G и появляются слабо выраженные особенности второго порядка: 2D (~2690 cm^{-1}) соответствующая обертоны линии D, и пик D+G (~2940 cm^{-1}). Линия 2D намного меньше по интенсивности линии G и сильно уширена.

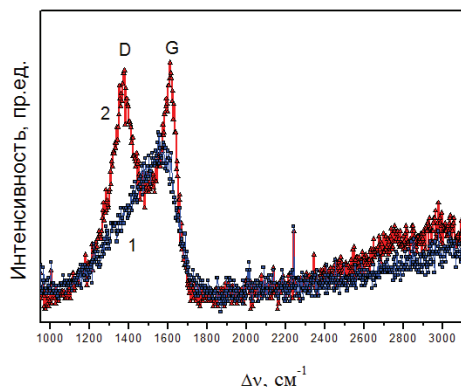


Рисунок 2. Спектры КРС от углеродного покрытия, сформированного методом ИЛН при разных температурах: 1 - 50°C и 2 - 500°C, время нанесения 40 с

Спектры КРС образцов второй серии похожи на спектры первой серии и также оказываются зависимыми от температуры нанесения и времени осаждения углеродного слоя (рис.2,3). При низких температурах наблюдается спектр аморфного углерода (кривая 1 на рис.2). Начиная с $T_g=500^\circ\text{C}$ в спектре появляются широкие полосы G и D. Разделение пиков 2D и D+G наблюдается либо при большом времени нанесения (10 минут, кривая 3 на рисунке 3), либо при росте на подслое Ni (кривая 2' на рисунке 3).

Использование катализатора приводит к уменьшению ширины пиков G и D, и росту интенсивности линий D, 2D и D+G.

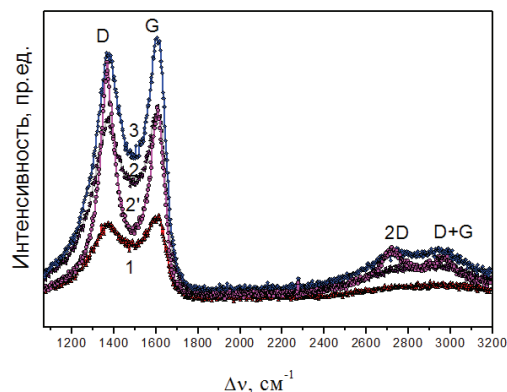


Рисунок 3. Спектры КРС от углеродного покрытия, сформированного методом ИЛН при 500°C для разных времен нанесения: 1 – 2 мин.; 2, 2' – 5 мин.; 3 – 10 мин. 2' – спектр КРС углеродной пленки, выращенной на Ni

В первой серии образцов ширина линии G на полувысоте изменяется от 55 до 68 cm^{-1} , что в 4-5 раз больше, чем в монокристаллических графите и графене (12-13 cm^{-1}). Отношение интенсивностей пиков D и G варьируется от 0.5 до 0.85. Во второй серии образцов линии G и D еще шире, отношение интенсивностей D и G приближается к 1. При использовании катализатора отношение интенсивностей I_D/I_G возрастает до 1.5. Положение пика G в спектрах обеих серий образцов значительно смещено в высокочастотную сторону (1610 - 1616 cm^{-1}) по отношению к положению пика в монокристаллическом графите (1580 cm^{-1}).

Анализ и сопоставление перечисленных особенностей спектров с литературными данными, в частности с «траекторией аморфизации», приведенной в [2], позволяют полагать, что исследованные слои представляют собой разупорядоченный нанокристаллический графит.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-29-19137_мк).

Литература

1. Губин С. П., Ткачев С. В // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. Т.2, № 1-2, 99-137 (2010).
2. A. C. Ferrari and D J. Robertson // Phys. Rev. B 61, 14 095 (2000).

Свойства частично экранированных 2D плазмонов для затвора в форме диска

В.А. Волков^{1,*}, А.А. Заболотных¹

¹ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7.

*Volkov.V.A@gmail.com

Работа посвящена теоретическому исследованию спектра 2D плазмонов нового типа в частично экранированной (электронами затвора) 2D электронной системе, недавно открытых в реализации, типичной для полевого транзистора. Ранее был развит новый теоретический подход и получены аналитические результаты для 2D плазмонов в системе с затвором в форме полосы. В настоящей работе представлено обобщение указанного подхода и получен спектр 2D плазмонов в электронной системе с идеальным металлическим затвором в форме диска. В дополнение к модам, являющимися аналогами подзатворных и окологатворных мод, открытых в системе с затвором в форме полосы, найдены новые моды, не имеющие таких аналогов.

Введение

В бесконечной 2D электронной системе существуют два основных типа плазмонов: экранированные электронами затвора плазмоны («gated plasmons») [1] и неэкранированные плазмоны («ungated plasmons») [2]. Недавно были открыты плазмоны третьего типа, являющиеся гибридом первых двух [3, 4]. В теории [3] они реализуются в частично экранированной электронной системе типа «бесконечная система 2D электронов + затвор в форме бесконечно длинной полосы». В связи с требованиями эксперимента возникают вопросы, связанные с влиянием формы, топологии и конечности всех размеров затвора на свойства частично экранированных 2D плазмонов и магнитоплазмонов.

Постановка задачи и результаты

Гибридные плазмоны указанного типа ранее были исследованы для случая затвора в форме металлической полосы. В теоретической работе [3] аналитически описаны моды, локализованные под затвором («подзатворные» плазмоны) или рядом с затвором («окологатворные» плазмоны). Вскоре они были обнаружены на опыте [4]. Совсем недавно плазмоны этого типа были экспериментально исследованы в 2D системе с затвором в форме металлического диска или кольца, размер которых мал по сравнению с размерами области, занимаемой 2D электронами [5].

Цель настоящей работы – построить аналитическую теорию плазменных колебаний в частично

экранированной бесконечной 2D электронной системе с металлическим затвором в форме диска. Найдены аналоги окологатворных и подзатворных мод. Все эти моды удерживаются, соответственно, вблизи или под затвором силами, создаваемыми зарядами изображения. Особое внимание уделено анализу мод, не имеющих аналогов с модами в системе, имеющей затвор в форме бесконечно длинной полосы. Плазмонный спектр согласуется, в основном, с экспериментальными результатами [5].

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00817.

Литература

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett., V. 18, 546 (1967).
2. А.В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 6, С. 726 (1972).
3. А.А. Zabolotnykh and V.A. Volkov, Phys. Rev. **B 99**, 165304 (2019).
4. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. **B 99**, 241406(R) (2019).
5. V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin, A.V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin. Phys. Rev. **B 100**, 205405 (2019)

Исследование дефектообразования в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs при нейтронном облучении методами фотоэлектрической и фотолюминесцентной спектроскопии

Н.С. Волкова^{1,*}, А.П. Горшков¹, А.Н. Труфанов², О.В. Вихрова¹, Л.А. Истомин¹, С.Б. Левичев¹

¹ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ "НИИИС им. Ю.Е. Седакова", ГСП-486, Нижний Новгород, 603950.

*volkovans88@mail.ru

Совместное исследование температурных зависимостей fotocувствительности и фотолюминесценции позволило исследовать закономерности влияния нейтронного облучения на рекомбинационные характеристики структур с квантовыми точками InAs/GaAs.

Введение

Возможности применения полупроводниковых приборов на основе квантово-размерных структур определяются, в том числе, сохранением их работоспособности в условиях повышенного радиационного воздействия. Таким образом, необходимо исследование влияния различных видов ионизирующих излучений на физические свойства таких структур. Причиной деградации оптоэлектронных свойств при радиационном воздействии является образование дефектов, являющиеся центрами безызлучательной рекомбинации. При исследовании дефектообразования в структурах с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs следует учитывать, что точечные дефекты и их комплексы могут образовываться как непосредственно в КТ, так и в окружающей их матрице, и поэтому в зависимости от своей локализации по-разному влияют на фотолюминесценцию (ФЛ) и на фотоэлектрические явления. Фотоэлектрический сигнал, связанный с межзонным оптическим поглощением КТ, чувствителен только к дефектам, локализованным непосредственно в самих КТ, и практически не зависит от дефектов в матрице полупроводника. ФЛ чувствительна и к дефектам, расположенным в матрице полупроводника. Таким образом, для комплексного исследования дефектообразования необходимо совместное применение этих двух методов.

Методика эксперимента

В работе исследована структура с КТ InAs/GaAs, выращенными методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода. На поверхности (100) подложки *n*-GaAs последовательно выращивались нелегированный буферный слой *p*-GaAs толщиной 0.3 мкм, слой КТ InAs и покровный слой GaAs 30 нм. Структура подвергалась облучению нейтронами со средней энергией 1.89 МэВ и флюенсом $1.5 \cdot 10^{15}$ н/см². Экспозиционная доза сопутствующего гамма-излучения составляла $3 \cdot 10^5$ Р. Исследовались спектры фотоэдс, измеренные по «soft-contact» методике с прижимным металлическим контактом, и ФЛ в диапазоне температур 77 – 350 К. Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 462 нм и мощностью излучения 1.5 Вт.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры ФЛ при 77 К (кривые 1, 2) и fotocувствительности при 300 К (кривые 3, 4) структуры с КТ до и после облучения нейтронами. После облучения наблюдалось равномерное по всему спектру падение fotocувствительности в 3 раза. Интенсивность ФЛ при низких температурах практически не изменилась.

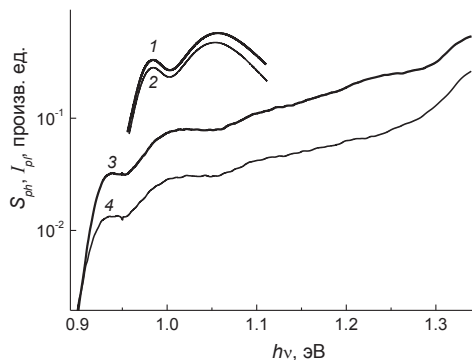


Рис. 1. Спектры ФЛ (1, 2) при 77 К и фоточувствительности (3, 4) при 300 К. 1, 3 – до облучения нейтронами; 2, 4 – после облучения

Характер температурной зависимости фоточувствительности в области поглощения КТ после облучения не изменился (рис. 2 а). Температурная зависимость ФЛ сместилась в область низких температур (рис. 2 б). Наблюдаемые закономерности удается объяснить в предположении, что при нейтронном воздействии в структуре происходит радиационный отжиг изначально присутствующих в ней дефектов, появляются новые точечные дефекты и вместе с тем образуются сильно дефектные компактные области с концентрацией дефектов $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [1]. Дефекты, расположенные в матрице полупроводника, не оказывают влияния на фоточувствительность от КТ во всем диапазоне температур, поскольку эмитированные из слоя КТ электронно-дырочные пары попадают в сильное электрическое поле ($\approx 50 \text{ кВ/см}$ в исследованной структуре) и быстро пролетают область пространственного заряда без рекомбинации. В тех КТ, которые непосредственно попадают в сильно дефектные области, фотосигнал и ФЛ полностью исчезают. Снижение уровня фоточувствительности после облучения в 3 раза означает, что таких КТ – 2/3 от общего числа. Неизменность формы температурной зависимости фоточувствительности от КТ свидетельствует о том, что условия рекомбинации непосредственно в самих КТ, не затронутых сильно дефектными областями, не изменились. В противном случае эффективность эмиссии, которую можно грубо определить как $\eta = (1/\tau_{esc})/(1/\tau_{esc} + 1/\tau_{rec})$, при изменении рекомбинационного времени жизни τ_{rec} после нейтронного воздействия, должна была измениться в области низких температур, при которых время эмиссии носителей из КТ $\tau_{esc}(T) \geq \tau_{rec}$.

ФЛ при низкой температуре практически не изменилась, несмотря на то, что по данным фотоэлектрической спектроскопии 2/3 КТ после нейтронного облучения оказались в сильно дефектных областях и не могут люминесцировать. Следовательно, после облучения изменились условия рекомбинации в матрице GaAs: при низких температурах скорость рекомбинации уменьшилась, а при высоких, судя по сдвигу температурной зависимости ФЛ от КТ, – увеличилась. Это можно объяснить радиационным отжигом изначально присутствующих дефектов и образованием новых с большей энергией активации.

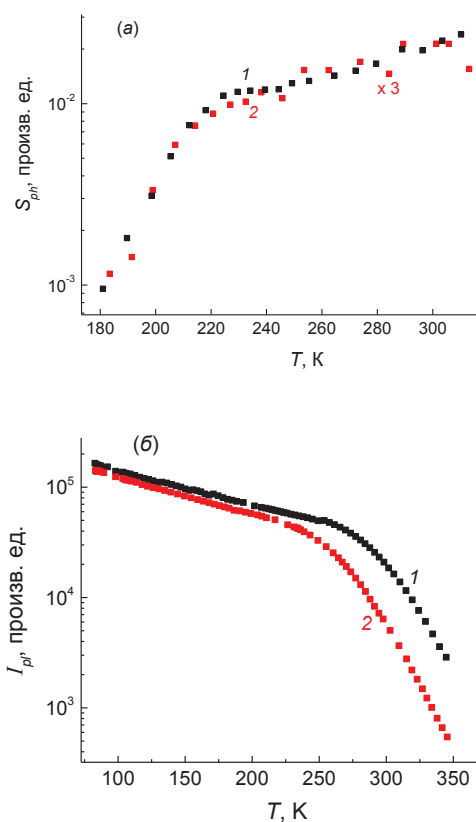


Рис. 2. Температурные зависимости фоточувствительности (а) и ФЛ (б) в области основного перехода в КТ. 1 – до облучения; 2 – после облучения

Авторы выражают благодарность в.н.с. НИФТИ ННГУ Б. Н. Звонкову за выращивание структуры.

Литература

1. А. В. Бобьль, Р. В. Конакова, В. К. Кононов и др. // Электронная техника. Сер. Управление качеством, 4(151) – 5(152), 31 (1992).

Фотоэлектромагнитный эффект в топологических кристаллических изоляторах $Pb_{1-x}Sn_xTe$

А.В. Галеева¹, А.С. Казаков¹, А.В. Иконников¹, А.И. Артамкин¹, Д.А. Белов,
Л.И. Рябова¹, V.V. Volobuev², G. Springholz³, Д.Р. Хохлов^{1,4*}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

²Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, Al. Lotnikow 32/46, Warsaw, PL-02668, Poland.

³Johannes Kepler University Linz, Linz, A-4040, Austria.

⁴Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе исследовался фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект, индуцированный лазерным терагерцовым излучением, в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ в диапазоне составов $x = (0.15 - 0.45)$, для которого ожидается переход от тривиальной фазы к фазе ТКИ. Пленки были синтезированы на подложках BaF_2 с кристаллографической ориентацией (111), для которой ожидается возникновение топологически нетривиальных поверхностных состояний. Обнаружено, что в тривиальной фазе амплитуда ФЭМ эффекта определяется мощностью падающего излучения вне зависимости от его длины волны, то время как в топологической фазе амплитуда оказывается пропорциональной количеству квантов лазерного излучения, попадающих на образец в единицу времени. Обсуждаются возможные механизмы, приводящие к наблюдаемому эффекту.

Введение

Физика топологических изоляторов является одним из быстро развивающихся направлений современной физики твердого тела. Помимо топологических изоляторов, для которых существование поверхностных состояний обусловлено симметрией по отношению к обращению времени, существует другой класс топологически нетривиальных материалов – топологические кристаллические изоляторы (ТКИ), для которых возникновение топологических поверхностных состояний обусловлено симметрией кристаллической решетки. В трехмерных топологических изоляторах топологические поверхностные состояния возникают на всех поверхностях материала, в то время как в ТКИ они формируются только на поверхностях, имеющих определенную кристаллографическую ориентацию.

Классическим примером ТКИ являются твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xTe$. В области составов $x < 0.35$ электронный энергетический спектр является прямым, реализуется тривиальная фаза, а при $x > 0.35$ спектр становится инверсным, и сплав переходит в фазу топологического кристаллического изолятора.

Существует значительное количество работ, в которых проводятся попытки выделить вклад поверхностных топологических состояний в электронный транспорт. В то же время выделение вклада топологических поверхностных состояний в электрон-

ный транспорт, а в особенности доказательство того, что данные состояния являются именно свойством топологической фазы, по-прежнему является весьма сложной задачей. Другой подход к исследованию топологических поверхностных состояний связан с их оптоэлектронным зондированием. Некоторые фотоэлектрические эффекты являются нечувствительными к объемной проводимости, что позволяет выделить вклад поверхностных состояний. Примером таких явлений является фотоэлектромагнитный (ФЭМ) эффект [1,2], исследованный в настоящей работе в применении к эпитаксиальным пленкам $Pb_{1-x}Sn_xTe$, выращенным на подложке BaF_2 с кристаллографической ориентацией (111), для которой предполагается формирование топологических состояний на поверхности.

Результаты и обсуждение

Эпитаксиальные пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках BaF_2 с кристаллографической ориентацией (111). Содержание олова в пленках варьировалось от $x = 0.14$ (прямой спектр, тривиальная фаза) до $x = 0.45$ (инверсный спектр, топологическая фаза).

Для всех образцов была проведена характеристика гальваномагнитных свойств при температурах от гелиевой до комнатной. Концентрация носителей заряда составляла порядка 10^{18} см^{-3} , причем все образцы, кроме образца с $x = 0.35$, имели дырочный

тип проводимости. Подвижность носителей заряда при $T = 4.2$ К составляла порядка 10^4 $\text{см}^2/\text{В}$ с, что является весьма высоким значением для сплавов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ p-типа с высоким содержанием олова.

Измерения фотоэлектромагнитного эффекта производились с использованием импульсного терагерцового газового лазера. Длительность импульса составляла порядка 100 нс, мощность в импульсе до 5 кВт, длина волны излучения была 90 мкм или 280 мкм. Мощность излучения могла варьироваться с помощью калиброванных аттенуаторов. Образец помещался в оптический гелиевый криостат и находился при температуре 4.2 К. Образец размещался в центре сверхпроводящего соленоида, и измерения проводились в магнитных полях до 4 Тл. Геометрия эксперимента была фогтовской.

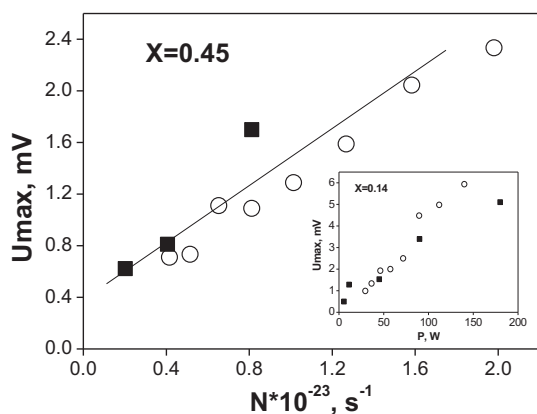


Рис. 1. Зависимость амплитуды ФЭМ эффекта от потока падающих квантов для топологического образца с $x = 0.45$. На вставке - зависимость амплитуды ФЭМ эффекта от мощности излучения для тривиального образца с $x = 0.14$. Открытые символы – длина волны излучения 280 мкм, полные символы – 90 мкм

Сигнал ФЭМ эффекта был зарегистрирован для всех образцов. Во всех случаях кинетика импульса напряжения ФЭМ эффекта повторяла кинетику лазерного импульса. Эффект был нечетен по магнитному полю, т.е. изменял знак при изменении направления магнитного поля, а в нулевом поле обращался в ноль. Амплитуда эффекта увеличивалась с ростом магнитного поля, для некоторых образцов достигала максимума и затем слабо спадала. Магнитное поле, в котором наблюдался максимум эффекта, изменялось от 1 до 3 Тл.

Были проведены измерения зависимости амплитуды ФЭМ эффекта от мощности падающего излучения. Измерения проводились в магнитном поле, в котором наблюдается максимум амплитуды эффекта для каждого образца. Поскольку измерения проводились для двух сильно различающихся длин волн лазера, удалось установить, что для образцов с прямым спектром, находящихся в тривиальной фазе, эффект пропорционален мощности излучения, падающего на образец. Для образца, находящегося в топологической фазе, амплитуда эффекта пропорциональна потоку квантов излучения, попадающего на образец (Рис.1).

Такое различие может быть связано с различной скоростью термализации фотовозбужденных носителей заряда в топологической и тривиальной фазах. Горячие носители заряда в топологической фазе термализуются гораздо медленнее, что обусловлено жесткой привязкой направления спина электрона к направлению его квазиимпульса [2]. Действительно, термализация горячих электронов происходит, в основном, из-за электрон-электронного взаимодействия, поскольку энергии квантов падающего излучения заметно ниже энергии оптических фононов в материале. Следовательно, в топологической фазе количество эффективно взаимодействующих электронов резко уменьшается по сравнению с тривиальной фазой, и определяется только количеством электронов с одним и тем же направлением квазиимпульса и, соответственно, спина электрона.

Заключение

Таким образом, полученные результаты являются аргументом в пользу того, что на поверхности (111) в топологической фазе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ действительно реализуется топологическое состояние.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 19-02-00229 и 18-02-00795.

Литература

1. S.G. Egorova, V.I. Chernichkin, L.I. Ryabova *et al.* // Scientific Reports, V. 5, 11540 (2015).
2. A.V. Galeeva, S.G. Egorova, V.I. Chernichkin *et al.* // Semiconductor Science and Technology, V. 31, 095010 (2016).

Особенности транспорта в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в условиях терагерцового фотозвозбуждения

А.В. Галеева¹, А.С. Казаков¹, А.И. Артамкин¹, С.А. Дворецкий²,
Н.Н. Михайлов², М.И. Банников³, С.Н. Данилов⁴, Л.И. Рябова⁵, Д.Р. Хохлов^{1,3}

1 Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр. 2, Москва, 119991, Россия.

2 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

3 Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

4 Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

5 Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

*galeeva@physics.msu.ru

В работе изучена фотопроводимость, индуцированная мощным лазерным излучением с частотой 2 ТГц, в эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$. Анализ экспериментальных данных, полученных для образцов с варьируемыми геометрическими параметрами, позволил выявить особенности кинетики фотоотклика, обусловленного транспортом в объеме, и нелокального отклика. Показано, что задержанный характер фотопроводимости обеспечивается неравновесными процессами с участием объемных носителей.

Введение

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $x < 0.16$ характеризуются инверсией энергетических зон и формированием топологической фазы. В условиях достаточно низких фоновых концентраций объемных носителей в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ наблюдается терагерцовая фотопроводимость. Появление положительного фотоотклика в эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром может быть связано не только с процессами возбуждения в объеме, но и с формированием дополнительных каналов транспорта [1].

В настоящей работе анализируется модификация кинетики терагерцовой фотопроводимости при варьировании эффективного объемного вклада в неравновесный транспорт в эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$.

Исследованные образцы и методика эксперимента

Исследованные структуры на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ с толщиной активного слоя ~ 4 мкм синтезированы на полужолирующей подложке GaAs [013] с буферными слоями CdTe и ZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Транспортные и фотоэлектрические свойства образцов, изготовленных в геометрии холловских мостиков с различным соотношением длины a и ширины b ($a = 5$ мм; $a/b = 2; 10$), изучены в диапазоне температур 4.2 – 300 К. Вид

температурных зависимостей проводимости образцов типичен для составов, соответствующих области инверсного энергетического спектра. Характерные значения концентрации свободных электронов составляли $\sim 10^{14}$ см⁻³ при $T = 4.2$ К. Исследование терагерцовой фотопроводимости проведено в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением с частотой 2 ТГц в магнитных полях до 2 Тл при $T = 4.2$ К. Излучение падало нормально поверхности пленки. Постоянное напряжение смещения и измерение фотоотклика проводилось поочередно с различных пар контактов мостика Холла с целью варьирования объемного вклада в регистрируемый отклик. Один из вариантов схемы измерений представлен на вставке на рис. 1.

Результаты и обсуждение

Во всех исследованных образцах при измерениях в стандартной конфигурации мостика Холла в отсутствие магнитного поля наблюдалась положительная фотопроводимость. Кинетика фотопроводимости может быть описана суперпозицией нескольких вкладов, включающих задержанный отклик. Указанные особенности фотопроводимости согласуются с ранее полученными нами результатами [1].

Фотопроводимость в присутствии магнитного поля демонстрирует несимметричное поведение, ранее наблюдавшееся в ряде структур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром [2]. Одной из

причин проявления асимметричной полевой зависимости амплитуды фотопроводимости может быть возникновение пространственно-неоднородного фотоотклика, обусловленного сосуществованием объемных и краевых токов [3]. В этой связи представляется важным более подробное изучение фотопроводимости в условиях варьирования объемного и краевого вкладов.

На рис. 1 представлена кинетика фотоотклика, измеренная в соответствии с показанной на вставке схемой, в образце с $a/b = 2$. Следует обратить внимание на задержанный характер кинетики. Амплитуда регистрируемого отклика уменьшается с увеличением расстояния от области, в которой объемная плотность тока наиболее высока. Вместе с тем, выраженного качественного изменения кинетики фотоотклика с расстоянием не наблюдается.

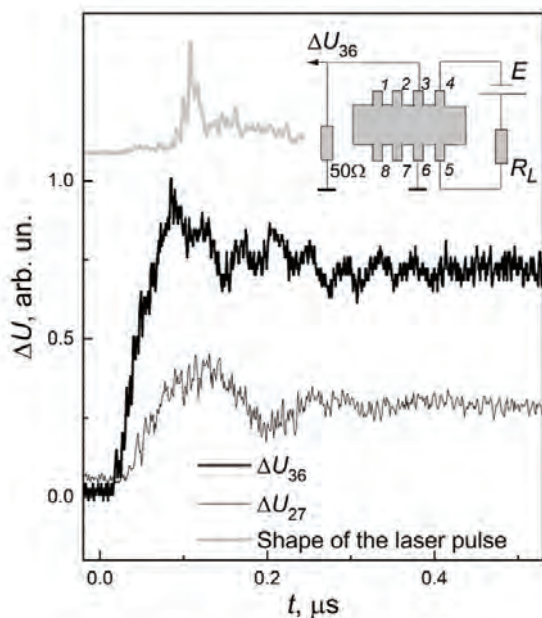


Рис. 1. Кинетика фотоотклика в структуре на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$, $a/b = 2$. На вставке: схема измерений

Типичные кривые, измеренные в аналогичных условиях в «узких» мостиках ($a/b = 10$), представлены на рис. 2. Сравнение экспериментальных данных, полученных для широких и узких мостиков, показывает, что в последнем случае амплитуда регистрируемого сигнала оказывается на порядок ниже. Особого внимания заслуживает тот факт, что кинетика фотоотклика в узком образце характеризуется отсутствием задержанной компоненты. Амплитуда отклика практически не изменяется при удалении от области локализации объемного тока. Анализ распределения потенциала в образцах при выключенной подсветке подтвердил, что область

растекания тока в случае узкого мостика, в отличие от широкого, весьма ограничена.

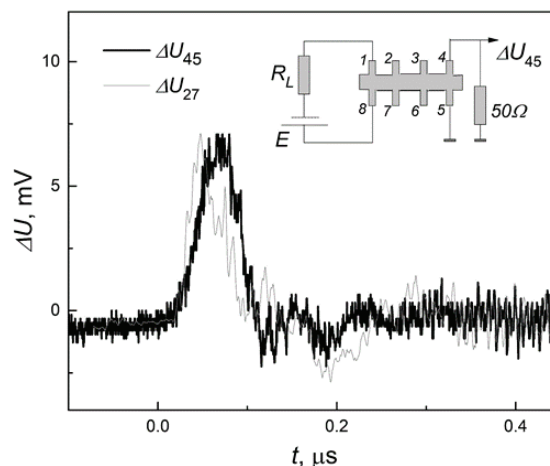


Рис. 2. Кинетика фотоотклика в структуре на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$, $a/b = 10$. На вставке: схема измерений

Следует подчеркнуть, что рассматриваемые явления индуцированы одновременным воздействием лазерной подсветки и постоянного смещения. Полученные результаты показывают, что одним из факторов, определяющих задержку кинетики фотопроводимости, может быть соотношение объемного и нелокального вкладов. Увеличение геометрического параметра a/b , обеспечивающее уменьшение доли объемного транспорта и преобладание нелокальной компоненты, сопровождается подавлением задержанной фотопроводимости. Поведение нелокального фотоотклика в магнитном поле является предметом отдельного исследования.

Таким образом, в работе показано, что кинетика регистрируемого фотоотклика определяется сосуществованием объемного вклада и нелокальной компоненты. Задержанный характер фотопроводимости, по-видимому, обеспечивается неравновесным транспортом носителей в объеме.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-32-90259.

Литература

1. A.V. Galeeva et al. // Beilstein journal of nanotechnology. 2018. vol. 9. p. 1035
2. А.В. Галеева и др. // XXII Международный симпозиум Нанофизика и нанoeлектроника, Н. Новгород, 2018, труды симпозиума. т. 2. с. 569.
3. A.S. Kazakov et al. // IRMMW-THz, Paris, 2019. Proceedings, doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874381

Дифракционная селекция мод в полупроводниковом лазере с планарной брэгговской структурой конечной ширины

Н.С. Гинзбург¹, А.С. Сергеев¹, Е.Р. Кочаровская^{1,2,*}, А.М. Малкин^{1,2},
Е.Д. Егорова², В.Ю. Заславский^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, 102, Нижний Новгород, 603950.

*catrings@gmail.com, katya@appl.sci-nnov.ru

В рамках метода связанных волн, дополненного квазиоптическим приближением, исследована возможность дифракционной селекции мод по поперечному индексу в лазерах с брэгговскими резонаторами планарной геометрии. Определены допустимые значения параметра Френеля, при которых дифракционные потери с торцов брэгговской структуры обеспечивают установления стационарного одномодового режима генерации. Показано, что при больших значениях параметра Френеля стабильность и угловой спектр генерации улучшаются при смещении частоты рабочего перехода к частоте наиболее добротной продольной моды брэгговского резонатора.

Введение

Брэгговские структуры широко используются в гетеролазерах для селекции мод по продольному индексу [1]. Благодаря современным технологиям созданы активные среды с поперечными (латеральными) размерами до десятков или сотен длин волн [2], в которых требуется обеспечить поперечную когерентность излучения. Для решения указанной задачи возможно использование дифракционной селекции мод, при которой моды с большим числом вариаций по поперечной координате, имея большие дифракционные потери, быстрее затухают и исключаются из генерации. Ранее в работе [3] был проведен анализ дифракционной селекции мод в планарных брэгговских структурах в отсутствие активной среды. Был найден спектр собственных мод и определены поперечные размеры, при которых добротность основной осесимметричной низкочастотной моды значительно превышает добротность остальных мод. В настоящей работе проведено исследование нелинейной динамики гетеролазеров с активной средой, обладающей достаточно большими временами релаксации, для описания которой используются полные уравнения Блоха.

Модель и основные уравнения

В работе исследуется двумерная модель, учитывающая дифракционные потери с торцов брэгговской структуры конечной ширины l_x , которые определяются параметром Френеля $N = l_x^2 / \lambda l_z$ [3]. Поле в такой структуре может быть представлено в виде двух встречных волновых пучков

$E_{\pm} = \text{Re}[a_{\pm}(y)A_{\pm}(z, x, t) \exp(i(\omega_0 t \mp hz))]$. Здесь ω_0 брэгговская частота взятая в качестве несущей, которая близко к частоте перехода ω_{21} , $a_{\pm}(y)$ — поперечные структуры полей, совпадающие с модами регулярного планарного диэлектрического волновода, A_{\pm} — медленно-меняющиеся амплитуды волн. Усиление парциальных волн активной средой и их взаимное рассеяние на периодической структуре с учетом поперечной дифракции описывается системой уравнений параболического типа

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial \tau} + \frac{\partial A_{\pm}}{\partial Z} + i \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial X^2} - i \alpha f(X) A_{\mp} = i p_{\pm} / \sqrt{I}, \quad (1)$$

где $\tau = \omega_c t$, $Z = \omega_c z / v_{gr}$ и $X = \sqrt{2\omega_c h / v_{gr}} x$ — нормированные время и координаты, $L_z = \omega_c l_z / v_{gr}$ и $L_x = \sqrt{2\omega_c h / v_{gr}} l_x$ — продольные и поперечные размеры гофрированной области, α — коэффициент связи [1]. Функция $f(X)$ описывает поперечный профиль решетки.

Для описания активной среды используются уравнения Блоха, учитывающие динамику поляризации P и инверсии $\Delta N = N_0(n + \text{Im}[n_z \exp(2ihZ)])$ населенностей однородно-уширенной активной среды. Интерференция встречных усиливаемых волн, создает решётку инверсии n_z с периодом $\lambda/2$, на которой может происходить нелинейное брэгговское перерассеяние волн, которое играет заметную роль в квантово-каскадных лазерах (QCL) [4].

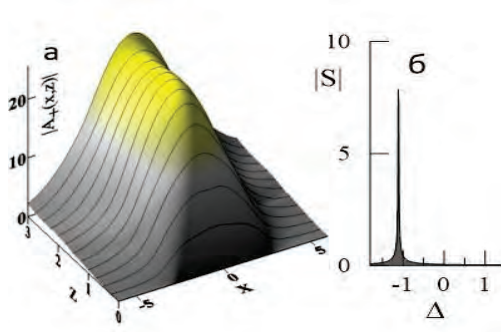
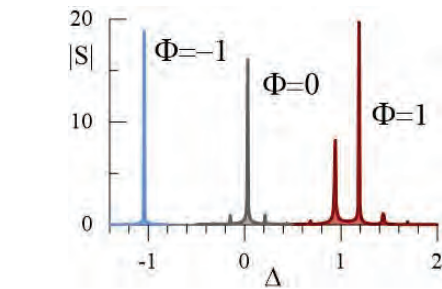
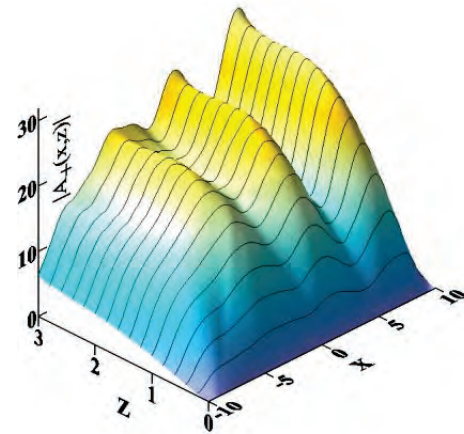


Рис. 1. Пространственное распределение поля $|A_{\pm}(Z, X)|$ (а) и его спектр (б) в активной среде при параметре Френеля $N=1$, отстройке частоты $\Phi=-1$, $L_z=3$



а



б

Рис. 2. (а) Спектры поля излучения при различных отстройках частоты перехода между уровнями активной среды от брэгговской: частоты. (б) Пространственное распределение поля $|A_{\pm}(z, X)|$ в активной среде при параметре Френеля $N=10$ и отстройке частоты $\Phi=-1$, $L_z=3$

Динамика активной среды опишется уравнениями

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 - i\Phi \right] p_{\pm} = -\sqrt{I} \left(inA_{\pm} \pm \frac{n_z^{1*}}{2} A_{\mp} \right),$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] (n - n_p) = \sqrt{I} \text{Im} \left(A_{+}^* p_{+} + A_{-}^* p_{-} \right), \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right] n_z = \sqrt{I} \left(A_{-}^* p_{+} - A_{+} p_{-}^* \right).$$

Здесь $\Phi = (\omega_{21} - \omega_0) / \omega_c$ — нормированная отстройка частоты, $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_{21} / \hbar \epsilon}$ — коопе-

ративная частота, $I = \omega_c^2 / \omega_0^2$, d — дипольный момент перехода N_0 — концентрация активных центров. $\Gamma_{1,2} = 1 / \omega_c T_{1,2}$ и $T_{1,2}$ — безразмерные скорости и времена релаксации инверсии и поляризации, $p_{\pm} = P_{\pm} / \epsilon d N_0$ и $A_{\pm} = E_{\pm} / 2\pi d N_0$ — безразмерные амплитуды поляризации и поля, n_p — инверсия, создаваемая постоянной накачкой. Предполагалось отсутствие отражений на границах брэгговской структуры по продольной координате: $A_{+}(Z=0) = 0$, $A_{-}(Z=L_z) = 0$. По поперечной координате на некотором удалении от брэгговской структуры, ставились излучательные граничные условия [3], которые соответствуют свободному дифракционному расплыванию парциальных волновых пучков.

Результаты моделирования

Результаты моделирования представлены на Рис. 1 и 2 при фиксированной длине и различных параметрах Френеля. Видно, что при относительно небольшом значении указанного параметра имеет место установление стационарного одночастотного режима генерации с пространственной структурой близкой к структуре основной симметричной моды брэгговского резонатора. Частота указанной моды лежит ниже брэгговской частоты. При увеличении ширины резонатора и активной зоны происходит усложнение как пространственного распределения излучения в области активной зоны, так и спектра генерации. При этом при больших значениях параметра Френеля стабильность стационарного одномодового режима генерации можно в определенной степени повысить, если смещать частоту перехода между уровнями активной среды к частоте наиболее добротной низкочастотной моды брэгговского резонатора.

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме № 0035-2019-0001 и проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-48-520022.

Литература

1. A. Yariv, P. Yeh Optical Waves and Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation. - Wiley-Interscience, 2002.
2. Г.С. Соколовский, В.В. Дюделев, И.М. Гаджиев *et al.* // Письма в ЖТФ. Т. 31, 28 (2005).
3. N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, E.R. Kocharovskaya *et al.* // Physics Letters A (2020), in press.
4. T.S. Mansuripur, C. Vernet, P. Chevalier *et al.* // Phys. Rev. A. V. 94, 063807 (2016).

Проблемы получения эндоэдральных наноструктур HoFe@C₆₀ и пути их преодоления

Ю.В. Горюнов *

Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029.

*gorjunov@kfti.knc.ru

В эксперименте, выполненном в IBM, показано, что атом Ho в паре с атомом Fe может служить ячейкой памяти. Однако, такая пара химически неустойчива, и получение ее регулярных структур весьма проблематично. Размещение атомной пары Ho-Fe внутри наноструктуры фуллерена C₆₀ позволило бы получить отдельные ячейки молекулярной памяти. Проведенный нами анализ показывает, что большинство методов получения эндоэдральных наноструктур сводится к имплантации ионов в их полость и имплантация Ho и Fe в наноструктуру C₆₀ является из известных наиболее универсальным способом получения эндоэдральных наноструктур HoFe@C₆₀. Однако, выход полезного продукта чрезвычайно мал. Доклад посвящен анализу причин недостаточной эффективности этого метода и способу их устранения.

Введение

Атомарные или молекулярные магнетики - перспективный класс веществ, с помощью которых могут быть решены проблемы молекулярной спинтроники, связанные с увеличением плотности записи информации и реализацией квантового компьютера. Однако, примеров экспериментальной реализации записи и считывания информации на атомарном уровне не так уж и много. Показательным примером являются исследования эндофуллерена DySc₂N@C₈₀ [1]. Такие эксперименты предлагают объекты для хранения данных на атомарном уровне, но способ считывания и записи информации на отдельном магнитном центре остается неясным (см. библиографию в [2]).

В эксперименте [2], выполненном в IBM, показано, что атом Ho в паре с атомом Fe может служить ячейкой памяти: запись бита информации производилась переключением намагниченности атома гольмия импульсным током зонда сканирующего туннельного микроскопа, а считывание, т.е. определение состояния намагниченности атома гольмия, производилось по сдвигу частоты магнитного резонанса атома железа, выполняющего роль сенсора. Однако такая пара химически неустойчива, и получение ее регулярных структур на некоторой поверхности с целью адресного доступа к каждой ячейке весьма проблематично. Размещение атомной пары Ho-Fe аналогично [1] внутри наноструктуры фуллерена C₆₀ (см. рис. 1) позволило бы получить отдельные ячейки молекулярной памяти, содержащей, как элемент памяти, так и сенсор. Такие ячейки методами молекулярной эпитаксии могут

быть собраны в регулярные структуры (см. рис.2). Такие структуры могут быть выращены на вицинальных подложках с сформированными на кристаллических ступенях полосковыми проводниками. Две такие скрещенные вицинальные подложки дают традиционную схему организации доступа к ячейкам памяти.

Имплантация Ho и Fe в наноструктуру C₆₀ является естественным и наиболее производительным способом получения наноструктур HoFe@C₆₀. Однако выход полезного продукта и в этом случае составляет 10⁻² %. Доклад посвящен анализу причин низкой эффективности этого метода и пути их преодоления. Следует заметить, что эндофуллерены представляют интерес во многих областях. Например, эндофуллерены GdB@C₆₀ могут быть использованы в нейтрон-захватной терапии рака и как безвредные контрастные агенты для МРТ-томографии.

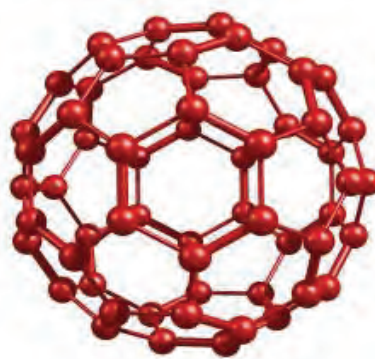


Рис. 1. Молекула фуллерена C₆₀

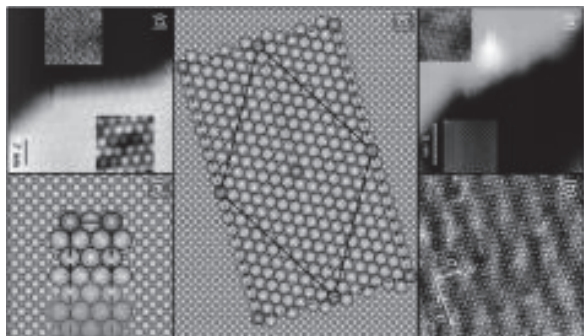


Рис. 2. Рост монослоя фуллерена C_{60} на подложке из хлорида натрия. Рисунки взяты из [5]. В этой же работе приводится пример латеральной модуляции с периодом 3.95 нм постоянной решетки буферного слоя при эпитаксии бромида калия на хлориде натрия

Обсуждение

В работе А. Вейдингера с соавторами [3] описывается способ получения эндофуллерена с внедренным внутрь молекулы C_{60} атомом азота. Данный способ основывается на напылении на медную подложку слоев фуллерена и бомбардировкой этих слоев ионами азота. После этого производится растворение напыленных слоев фуллерена и выделение из раствора эндофуллерена $N@C_{60}$. Аналогично, метод имплантации применяется для получения эндофуллеренов щелочных металлов, для которых, в частности, обнаружена зависимость оптимальной энергии от размера внедряемого иона [4]. Таким образом, на данный момент сформировались определенные представления о процессах внедрения ионов в молекулу фуллеренов, об энергетике этих процессов, о структуре и свойствах получаемых молекул эндофуллеренов.

Анализ процесса имплантации иона в молекулу фуллерена приводит к выводу, что наиболее вероятной причиной низкого выхода эндофуллерена при имплантации является нестабильность условий, при которых имплантируемый атом проникает через сетку межуглеродных связей внутрь молекулы фуллерена. Эта нестабильность обусловлена как геометрическими факторами – ориентация молекулы относительно направления подлета имплантируемого иона (т.е. ион попадает в атом углерода, межатомную связь или в свободное окно постоянно вращающейся на своем месте молекулы фуллерена) и прицельного расстояния (определяет распределение энергии и импульса между молекулой фуллере-

на и ионом даже при упругом соударении), так и вероятностными квантово-механическими факторами. В последнем случае с определенной вероятностью (фактор Дебая–Валера) энергия и импульс налетающего иона может быть передан, как молекуле фуллерена в целом, так и отдельным ее частям и их колебательным степеням свободы.

Вследствие многообразия факторов, влияющих на «чистое» вхождение имплантируемого иона внутрь молекулы фуллерена, вероятность этого вхождения для иона со строго определенной энергией, очень мала. Если обеспечить точную ориентацию молекулы фуллерена относительно траектории подлетающего имплантируемого иона, то подбором его энергии можно добиться его задержания в полости молекулы фуллерена и ее срыва с места фиксации на подложке.

Данные условия могут быть обеспечены в каналах специально изготовленного молекулярного сита (нано-канальной мембраны), не пропускающего молекулы фуллерена в область, откуда направляются по каналам ускоренные до энергий 40-100 эВ ионы.

Стенки каналов покрываются материалом с требуемым эпитаксиальным соотношением к фуллерену (например, молибденем), так, чтобы ось канала проходила бы через наибольшее окно в решетке межуглеродных связей. Температура и давление паров фуллерена поддерживаются такими, что не происходит осаждения пленки фуллерена на внешней поверхности сита. В этом случае не происходит забивания каналов подлетающими молекулами, а образовавшиеся эндофуллерены вылетают из каналов [6, 7].

Литература

1. Westerström R., et al., J. Am. Chem. Soc. 134, 9840–9843 (2012).
2. F. Natterer, et al., Nature, 543, 226 (2017).
3. Weidinger A., et al., Appl. Physics, 66, 287(1998).
4. Campbell E.B.B., et al., Chem. Phys., 239,299 (1998).
5. S. Maier, et.al, Phys. Rev.B 75, 195408 (2007).
6. Ю.В. Горюнов, Изобретение RU 2607403.
7. Ю.В. Горюнов, Изобретение RU 2676801.

Интерференционный вклад от обменного электрон-электронного взаимодействия в проводимость гетероструктур InGaAs/GaAs

С.В. Гудина¹, А.П. Савельев¹, Ю.Г. Арапов¹, В.Н. Неверов¹, С.М. Подгорных¹, Н.Г. Шелушина¹, М.В. Якунин¹, Б.Н. Звонков²

¹ Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет, 603600, Нижний Новгород

*svropova@imp.uran.ru

Установлено, что диэлектрический характер температурной зависимости проводимости, $d\sigma(T)/dT > 0$, в полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами в интервале температур $T \cong (10\div 70)$ К обусловлен аномальным ростом подвижности носителей заряда. Показано, что такое поведение определяется интерференционным вкладом в проводимость, $\delta\sigma^{ee}(T)$, от модифицированного беспорядком электрон-электронного взаимодействия в баллистическом режиме, $k_B T\tau/\hbar \gg 1$ (τ - время свободного пробега). Продемонстрировано, что значение концентрации носителей заряда ($n \lesssim N_{cross}$) для конкретного вещества однозначно определяет тип температурной зависимости $\delta\sigma^{ee}(T)$: металлический ход при преобладании вклада Хартри и диэлектрический при преобладании обменной части электрон-электронного взаимодействия. Это подтверждается наблюдением перехода диэлектрик-металл для подзон размерного квантования в двойных туннельно-связанных КЯ: $n > N_{cross}$ для подзоны симметричных и $n < N_{cross}$ для подзоны антисимметричных состояний. Получено экспериментальное подтверждение теоретических представлений о существенной роли когерентного рассеяния электронов на осцилляциях Фриделя в процессах переноса носителей заряда в 2D системах.

В полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночной и двойной квантовыми ямами (КЯ) InGaAs в широком интервале температур, $T \cong (10\div 70)$ К, обнаружен диэлектрический характер температурной зависимости проводимости, $d\sigma(T)/dT > 0$, обусловленный существенным (на 20 – 40 %) , линейным по T , ростом подвижности носителей заряда. Мы полагаем, что такое поведение определяется интерференционным вкладом в проводимость, $\delta\sigma^{ee}(T)$, от модифицированного беспорядком электрон-электронного (e-e) взаимодействия в так называемом баллистическом режиме, $k_B T\tau/\hbar \gg 1$ (τ - время свободного пробега) [1].

В рамках этого подхода значение концентрации носителей заряда ($n \lesssim N_{cross}$) для конкретного вещества должно однозначно определять тип температурной зависимости $\delta\sigma^{ee}(T)$: металлический ход при преобладании вклада Хартри ($n < N_{cross}$) и диэлектрический ход при преобладании обменной части e-e взаимодействия ($n > N_{cross}$). Именно последнее соотношение реализуется в исследованных структурах с полной концентрацией $n \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $N_{cross} \cong 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для InGaAs (с 20% InAs), что и делает возможным наблюдение диэлектрического поведения $\sigma(T)$.

В двойных туннельно-связанных КЯ наблюдается переход диэлектрик-металл для различных подзон размерного квантования с парциальными концентрациями n_1 и n_2 ($n_1 + n_2 = n$), обусловленный тем, что $n_1 > N_{cross}$ для нижней подзоны симметричных состояний, но $n_2 < N_{cross}$ для верхней антисимметричной подзоны.

Таким образом, получено убедительное экспериментальное подтверждение теоретических представлений [1] о существенной роли когерентного рассеяния электронов на осцилляциях Фриделя в процессах переноса носителей в 2D системах. При этом диэлектрический тип температурной зависимости квантовой поправки $\delta\sigma^{ee}(T)$ ($d(\delta\sigma^{ee}(T))/dT > 0$) обусловлен именно преобладающим вкладом от обменной части e-e взаимодействия.

Подчеркнем, что для наблюдения описанных выше эффектов существенным является преимущественно короткодействующий характер примесного потенциала в InGaAs: сплавное рассеяние электронов на атомах In как примесях замещения. Для крупномасштабного примесного потенциала, как показано в [2, 3], интерференционный e-e вклад в баллистическом режиме экспоненциально подавлен из-за преобладания процессов рассеяния на малые углы.

Такой случай реализуется в высокоподвижных гетероструктурах на основе GaAs с большой величиной спейсера и подвижностями $\sim 10^6$ см²/В·с [4].

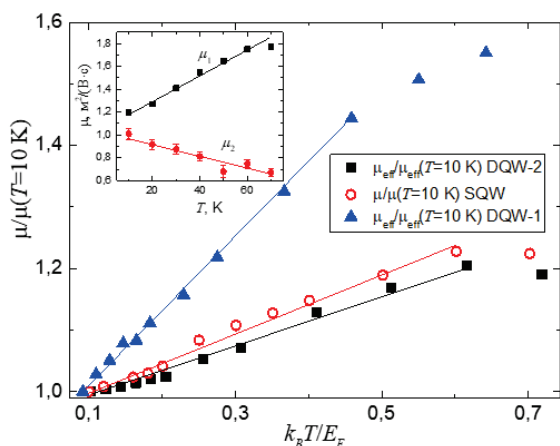


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности электронов μ , нормированные на значение подвижности при $T=10$ К, в гетероструктурах $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночными

(SQW) и двойными (DQW) квантовыми ямами. На вставке зависимости $\mu(T)$ в подзонах размерного кантования для DQW-1. $\mu_{\text{eff}} \approx n_1\mu_1/n + n_2\mu_2/n$, $n=n_1+n_2$

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проект 20-42-660004 p_a.

Литература

1. Zala G., Narozhny B.N., and Aleiner I.L. // Phys. Rev. B **64** 214204 (2001).
2. Gornyi I.V. and Mirlin A.D. // Phys. Rev. Lett. **90** 076801 (2003).
3. Gornyi I.V. and Mirlin A. D. // Phys. Rev. B **69** 045313 (2004).
4. L. Li et al. // Phys. Rev. Lett. **90**, 076802 (2003).

Углеродные пленки, полученные импульсным лазерным методом, и их влияние на свойства GaAs структур

Ю.А. Данилов^{1, 2, *}, М.В. Ведь², О.В. Вихрова², Н.В. Дикарева², М.Н. Дроздов³, Б.Н. Звонков², В.А. Ковальский⁴, А.В. Кудрин^{1, 2}, В.П. Лесников², П.А. Юнин³, А.М. Андреев¹

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

4 ИПТМ РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка Московской обл., 142432.

*danilov@nifti.unn.ru

Исследованы свойства углеродных (С) слоев, полученных на подложках GaAs методом импульсного лазерного распыления пирографита в вакууме. Оптимальной температурой процесса нанесения является 500°C; при этом скорость роста С-слоев составляла 0.19 нм/с. Спектры комбинационного рассеяния света соответствовали спектру нанокристаллического графита. Углеродные слои имеют р-тип проводимости, а температурная зависимость сопротивления носит полупроводниковый характер. С-слои использованы в качестве проводящего прозрачного покрытия GaAs структур с квантовой ямой InGaAs. Структуры обнаруживают значительную электролюминесценцию даже при невысоких токах накачки и фоточувствительность в диапазоне 1.5 – 2.2 эВ вплоть до комнатной температуры измерений.

Углеродные наноструктуры, в частности, графеновые слои, являются предметом значительного интереса исследователей в связи с замечательными физическими свойствами: высокой теплопроводностью, проводимостью, совместимостью с современной полупроводниковой микроэлектроникой.

Углеродные слои находят также эффективное применение в технологии различных полупроводниковых приборов оптоэлектроники, например, в качестве прозрачных контактных покрытий солнечных элементов [1].

Методика эксперимента

Для формирования С-слоев нами использован метод импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме (давление ниже 10^{-6} Торр). Мишенью служила пластина пирографита, а источником излучения был АИГ:Nd лазер LQ 529, работающий на второй гармонике (длина волны 532 нм) с длительностью импульса 10 нс, частотой повторения 10 Гц, энергией в импульсе 250 мДж. Излучение лазера было сфокусировано на мишени в пятно площадью ~ 1.5 мм². Подложками были пластины i-GaAs(001) или GaAs структуры с квантовой ямой (КЯ) In_xGa_{1-x}As ($x = 0.15$, толщина 8 - 10 нм).

Последние были выращены методом МOC-гидридной эпитаксии при 600°C.

Метод рентгеновской дифракционной рефлексометрии (рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Discover – ЦКП ИФМ РАН) использован для измерения толщины, шероховатости и плотности С-слоев. Для определения характеристик слоев также использованы: спектроскопия комбинационного рассеяния света и измерения эффекта Холла (в геометрии Ван-дер-Пау). Состав и профили распределения элементов в GaAs структурах с С-слоями исследованы методом вторичной ионной масс-спектрометрии (установка TOF SIMS 5 – ЦКП ИФМ РАН). Структуры с КЯ и нанесенным поверх покровного GaAs слоя углеродным покрытием исследовались методами фотолуминесценции (при 77 К), электролюминесценции (при 77 и 300 К). С помощью установки на базе монохроматора МДР-3 по схеме с синхронным детектированием и модулирующей сигналы измерены также спектры фототока при 300 К.

Результаты и их обсуждение

Скорость нанесения С-слоев составляла 0.19 нм/с при температуре процесса $T_g = 500^\circ\text{C}$. Для этой температуры нанесения шероховатость увеличивается от 1.2 нм до 5.9 нм с ростом времени нанесения от $t_g = 20$ до 120 с. Плотность материала (d) также увеличивается от 2.00 до 3.09 г/см³ при вышеуказанных значениях t_g . При низких температу-

рах нанесения (200 и 300°C) и $t_g = 120$ с шероховатость невысока (1.7 нм), $d \approx 2.85$ г/см³. Скорость роста уменьшается до 0.11 нм/с.

Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) показали наличие характерных пиков: узких пиков D при 1353 см⁻¹ и G при 1601 см⁻¹, а также невысокого широкого пика 2D при 2691 см⁻¹. Форма спектра соответствует, в основном, спектру КРС нанокристаллического графита [2] и сильно отличается от спектров аморфного углерода и алмазоподобных пленок углерода.

Измерение электрических свойств С-слоев методом эффекта Холла (геометрия Ван дер Пау) и корректное определение типа проводимости затруднено из-за низких значений подвижности носителей. Удельное сопротивление составляло порядка 1×10^{-2} Ом·см. Зависимость поверхностного сопротивления слоев от температуры измерений (T_m) носит полупроводниковый характер (монотонно увеличивается на один порядок величины при снижении T_m от 300 до 10 К).

Профили элементов, полученные методом вторичной ионной масс-спектрометрии показывают достаточно резкую границу раздела C/GaAs (рисунок 1).

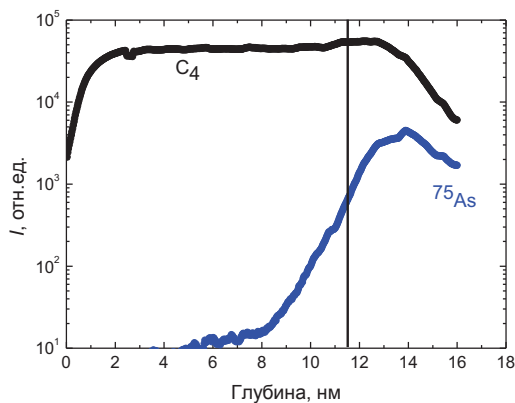


Рис. 1. ВИМС-профиль распределения атомов C и As в структуре с C-слоем, выращенным на подложке GaAs при 500°C в течение 60 с. Распыление осуществлялось ионами Cs с энергией 1 кэВ. Вертикальная линия показывает номинальную толщину углеродного слоя

Измерение вольтамперных характеристик структур с C-слоями, изготовленными на подложках GaAs разного типа проводимости, показало, что выпрямление наблюдается на GaAs n-типа. Это свидетельствует о том, что C-слои имеют p-тип проводимости,

а на границе раздела C/GaAs формируется потенциальный барьер.

Спектры фотолюминесценции структур с квантовой ямой (9031) с нанесенным C-слоем поверх покровного GaAs (20 нм) также соответствуют тому, что КЯ находится в поле барьера. Интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) наблюдается (рисунок 2) вплоть до 300 К даже при невысоких токах накачки (2 - 5 мА). Пик ЭЛ расположен при энергии кванта 1.26 эВ (300 К). При измерениях ЭЛ прозрачный C-слой использовался в качестве токопроводящего покрытия.

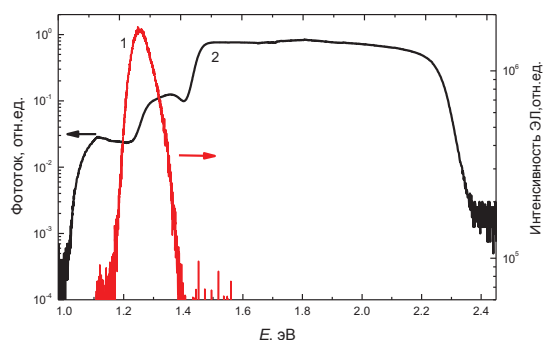


Рис. 2. Спектры электролюминесценции (1) и фототока (2) структуры 9031 с квантовой ямой и C-покрытием (500°C, 4 нм). $T_m = 300$ К, $I_{EL} = 10$ мА

Высокая фоточувствительность (фототок) для структур с КЯ и C-слоем наблюдалась при комнатной температуре в широком диапазоне энергий квантов (рисунок 2, спектр 2) с «полочкой» (максимальная чувствительность) при 1.5 – 2.2 эВ. В отсутствие на поверхности C-слоя фоточувствительность практически не регистрируется.

Таким образом, C-нанослои, полученные методом ИЛН, могут быть использованы для создания проводящих покрытий фоточувствительных и светоизлучающих GaAs структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-29-19137_мк) и РНФ (грант №19-19-00545).

Литература

1. Z.A. Ansari, T.J. Singh, S.M. Islam et al. // *Optik*, V. 182, 500 (2019).
2. A.C. Ferrari // *Solid State Communications*, V. 143, 47 (2007).

Влияние скважности импульсного формирования пористого кремния на его люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства

Е.С. Демидов, А.Д. Ефимов, А.С. Абросимов, В.В. Карзанов,
Н.Е. Демидова, А.В. Нежданов

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.Н. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, 603950.

*demidov@ohys.unn.ru

Представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик пористого кремния (ПК), сформированного при импульсной модуляции анодного тока в расширенном до пяти порядков диапазоне длительности импульса от сотых долей секунды с целью нанометровой модуляции свойств ПК. Показано, что с изменением периода модуляции существенно и немонотонно изменяются свойства ПК.

Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2] привлекает внимание в связи с его интересными качествами и совместимостью с технологией наиболее распространённой кремниевой микроэлектроники. Согласно [3] ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окружённых слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система содержит парамагнитные R_b -центры, ответственные за подавление ФЛ ПК, интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. Известны способы модификации структуры ПК путём использования периодических изменений плотности тока, например, для структур нанопотоники с модуляцией оптической плотности перпендикулярно плоскости пористых слоёв [1]. Однако систематических исследований влияние частоты и характера изменения плотности тока при анодном формировании ПК на его свойства не проводилось. В работе [4] показано, применение импульсного режима формирования ПК с периодом в десятые доли секунды и скважностью $S=2$ (меандр) может существенно повлиять на квантовый выход фотолюминесценции и другие свойства ПК. Установлено «резонансное» изменение интенсивности оранжево-красной ФЛ с максимумом при периоде модуляции 0.1-0.25 с. Наблюдалась корреляция

люминесцентных, электротранспортных и парамагнитных свойств ПК, сформированного в различных режимах. В настоящей работе представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик пористого кремния (ПК), сформированного при импульсной модуляции тока в расширенном до пяти порядков диапазоне длительности импульса от сотых долей секунды с целью нанометровой модуляции свойств ПК. Особенностью настоящей работы является изучение влияния скважности импульсов анодного тока при формировании ПК на его свойства.

Результаты и обсуждение

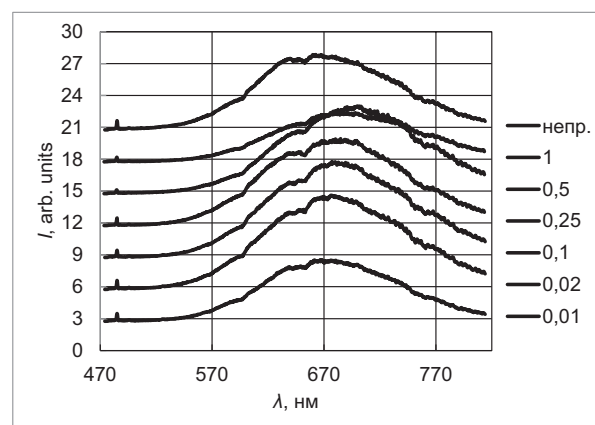


Рис. 1. Спектры ФЛ слоёв ПК, полученных импульсами со скважностью $S=1,5$ на КДБ-0.3. Справа указаны значения периодов модуляции плотности анодного тока в с

Как и в [5] пористые слои толщиной ≈ 2 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марок КДБ-0.3 и КЭС-0.01 в смеси 60%

плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 mA/cm^2 . При модуляции анодного тока использовались прямоугольные импульсы тока со скважностью S от 1.5 до 3 при средней плотности тока 10 mA . ФЛ измерялась при 293K в диапазоне длин волн $450\text{--}800 \text{ nm}$ при возбуждении лазером на длине волны $\lambda = 483 \text{ nm}$ на установке Integra Spectra II. Поперечный электротранспорт определялся по виду ВАХ диодных структур с прослойкой ПК. Спектры ЭПР снимались на спектрометре EMX фирмы Брукер при 293K .

На рисунках 1 и 2 приведены спектры ФЛ слоёв ПК в широком диапазоне частот при меньшей и большей, чем ранее [5] скважности импульсов $S=1.5$ и $S=3$, соответственно.

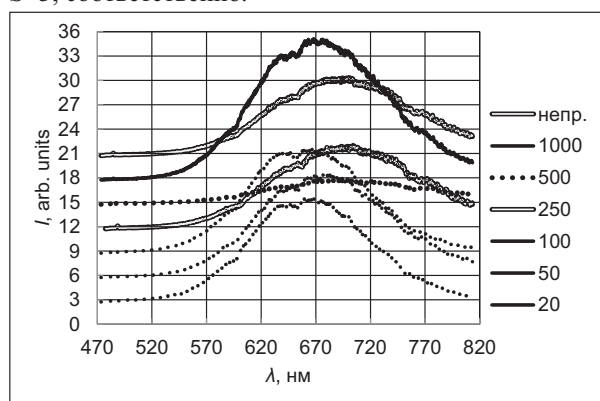


Рис. 2. Спектры ФЛ слоёв ПК, полученных импульсами со скважностью $S=3$ на КДБ-0.3. Справа указаны значения периодов модуляции плотности анодного тока в мс

Результаты обработки спектров показаны на рисунке 3. Как видно, отклонение от $S=2$ в обе стороны не улучшает квантовый выход ФЛ. При $S=1.5$ в области малых периодов модуляции T наблюдается повышенный квантовый выход. При большей скважности $S=3$ в области высоких частот модуляции анодного тока напротив происходит ослабление ФЛ. Наблюдался странный провал при $T=0.5 \text{ c}$.

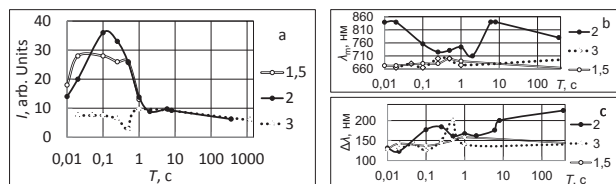


Рис. 3. Зависимости параметров спектра ФЛ от периода модуляции T анодного тока: а – интенсивность ФЛ I , б – положения максимума ФЛ λ_m и с – ширины $\Delta\lambda$ на полувысоте

Имеются некие положительные качества в отклонении от меандра. При $S=1.5$ положение максимума ФЛ укладывается в 3 раза меньшем диапазоне изменения λ . Во столько же раз уменьшается разброс в ширине пика ФЛ. ФЛ ПК на кремнии КЭС-

0.01 показала в 6 раз меньшую интенсивность, которая слабо зависела от периода модуляции анодного тока.

Результаты измерения ЭПР P_b -центров в слоях ПК на КЭС-0.01 на рисунке 4 в отличие от случая $S=2$ не выявили явные корреляции этих данных с данными люминесценции. То же относится к существенно более слабому сигналу ЭПР в КДБ-0.3.

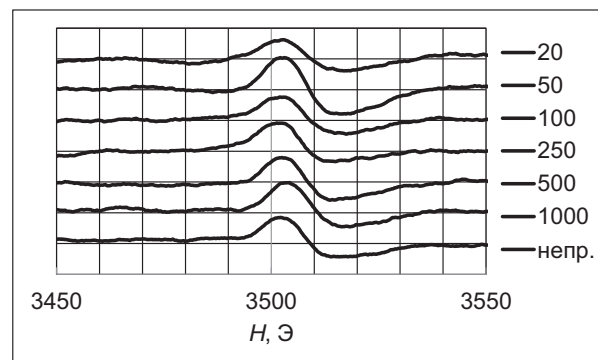


Рис. 4. Спектры ЭПР слоёв ПК на КЭС-0.01, полученных анодным импульсным формированием со скважностью $S=3$. Справа показаны периоды модуляции в мс

Данные поперечного транспорта тока показывают аналогичные приведённым в [4] вольтамперные характеристики диодных структур с прослойкой ПК. Разброс в этих характеристиках не позволяет отметить какие-либо тенденции в изменении параметров транспорта тока и дискретного туннелирования электронов в ПК при $T < 1 \text{ c}$. Вероятно, имеется связь этого разброса с осцилляциями в параметрах ФЛ с изменением частоты модуляции анодного тока при формировании ПК.

Таким образом, показано существенное влияние периода и скважности импульсов модуляции анодного тока при формировании ПК на его свойства.

Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor, Springer International Publishing Switzerland 2014, 1012 p.
2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
3. E. S. Demidov, V. V. Karzanov, V. G. Shengurov // JETPL, V. 67, 839 (1998).
4. Е.С. Демидов, А.С. Абросимов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов / ФТТ, Т.59, В. 2 С.245-247 (2017).
Е.С. Демидов, А.С. Абросимов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов / ФТТ, Т. 61, В. 3, С. 419-421(2019).

Фотолуминесценция с разрешением по времени в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaAs:Cr/GaAs

М.В. Дорохин^{1*}, П.Б. Дёмина^{1§}, Ю.А. Данилов¹, F. Iikawa², M.A.G. Balanta²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603059.

² Instituto de Fisica "Gleb Watagin", UNICAMP, 777 Sérgio Buarque de Holanda Street, Campinas, Brazil

*dorokhin@nifti.unn.ru, §demina@phys.unn.ru

Представлены исследования фотолуминесценции с разрешением по времени, выполненные для наногетероструктур, содержащих две квантовые ямы – нелегированную квантовую яму InGaAs и квантовую яму InGaAs:Cr в матрице GaAs. Показано, что введение Cr увеличивает общее время жизни носителей в квантовой яме. Уменьшение интенсивности фотолуминесценции от момента возбуждения состоит из двух областей экспоненциальных спадов, один из которых определяется временем жизни носителей в квантовой яме, а второй обусловлен влиянием поля поверхностного барьера, воздействующего на квантовую яму.

Введение

Легирование полупроводниковых A^3B^5 структур атомами переходных элементов применяется для модификации их магнитных свойств [1], либо для изменения рекомбинационных характеристик, т.к. известно, что примесные центры Mn и Cr в запрещённой зоне GaAs влияют на рекомбинационное время жизни [2]. В настоящей работе исследована фотолуминесценция гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs:Cr/GaAs и InGaAs/GaAs. Сопоставление результатов для легированных и нелегированных квантовых ям показало возможность повышения рекомбинационного времени жизни за счёт введения атомов Cr в активную область.

Методика эксперимента

Образцы для исследования были получены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении водорода. Рост осуществлялся на подложках i-GaAs при 650°C. После буферного слоя толщиной 0,6 мкм были сформированы две квантовые ямы (КЯ) $In_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.16$), разделённые слоем нелегированного GaAs толщиной 90 нм. Вторая КЯ в процессе роста легировалась атомами хрома. Покровный слой GaAs составил 45 нм.

Полученные структуры исследовались методом фотолуминесценции (ФЛ) с разрешением по времени. Фотолуминесценция возбуждалась Ti:сапфировым лазером $\lambda_{\text{возб.}} = 850$ нм. Образцы помещались в гелиевый криостат, температура измерений составила 10 К. ФЛ излучение квантовых ям регистрировалось посредством стрик-камеры. Ана-

лизировались спектры ФЛ в фиксированном временном интервале, а также зависимости интенсивности ФЛ от времени для фиксированного диапазона длин волн, соответствующего максимуму ФЛ квантовой ямы.

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ, полученные путём интегрирования по всему временному диапазону измерения (5 нс), показаны на вставке к рис. 1. Видно, что пик основного перехода КЯ, легированной Cr, смещён вверх по энергии на 70 мэВ. Подобный эффект наблюдался нами ранее в структурах с квантовыми ямами InGaAs:Mn, и связывался с уменьшением вхождения In в присутствии атомов переходного элемента [1].

На рис.1 показано изменение спектра ФЛ легированной Cr КЯ с течением времени от момента возбуждающего импульса.

Получено, что длина волны в максимуме излучения КЯ зависит от времени: сдвиг в ~ 5 мэВ наблюдается от начала люминесценции до момента времени 3 нс. Такое поведение можно объяснить влиянием электрического поля поверхностного барьера на изгиб зон в области КЯ (эффект Штарка). Наименьшее влияние барьер оказывает по окончании возбуждающего импульса, когда концентрация фотовозбуждённых носителей максимальна.

Со временем, по мере уменьшения концентрации носителей за счёт рекомбинации, экранирование поверхностного барьера снижается, что приводит к смещению энергии переходов.

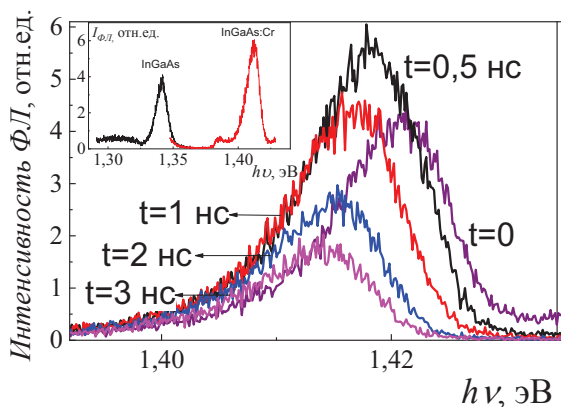


Рис. 1. Спектры области ФЛ квантовой ямы InGaAs:Cr для различных моментов времени (диапазон интегрирования ~ 0,1 нс). На вставке – интегральные спектры ФЛ

На рис. 2 представлены временные зависимости интенсивности ФЛ. Обычно спад интенсивности сигнала ФЛ от времени описывается экспоненциальной функцией (рис.2 кривая 1):

$$I_{\text{summ}}(t) = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

$$1/\tau = 1/\tau_R + 1/\tau_{NR}, \quad (2)$$

где I_{summ} – интенсивность ФЛ, t – время, τ – время жизни носителей в КЯ, τ_R – рекомбинационное время жизни, τ_{NR} – время жизни безызлучательной рекомбинации.

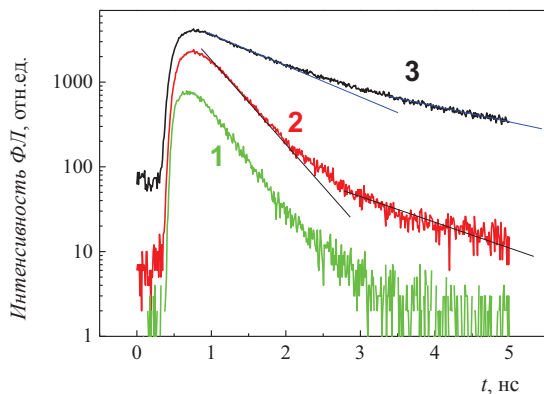


Рис. 2. Зависимость интенсивности ФЛ от времени: 1 – для одиночной InGaAs квантовой ямы, 2 – для нелегированной КЯ в исследованной структуре, 3 – для InGaAs:Cr

Введение атомов Cr в квантовую яму (InGaAs:Cr) увеличивает общее время жизни (рис.2 кривая 3). Кроме того, следует отметить, что полученный спад интенсивности ФЛ состоит из двух областей экспоненциальных спадов (рис.2 кривые 2,3):

$$I_{\text{summ}}(t) = I_0 \exp(-t/\tau_1) + I_1 \exp(-t/\tau_2) \quad (3)$$

Из литературы известно несколько вариантов объяснения данного экспериментального факта: увеличение площади рекомбинации со временем вследствие растекания носителей, локализация носителей в минимумах неоднородного поверхностного потенциала. В нашем случае наиболее вероятным представляется влияние поля поверхностного барьера на рекомбинационное время жизни. Вызванный полем поверхностного барьера изгиб зон также обуславливает пространственное разделение максимумов волновых функций для электронов и дырок [3]. Это снижает общую вероятность рекомбинации, следовательно, приводит к повышению τ .

Введение Cr дополнительно повышает время жизни по отношению к нелегированной КЯ (рис.2, кривые 3 и 2, соответственно). Данный эффект мы связываем с уменьшением концентрации резидентных электронов в области КЯ при введении Cr. Известно соотношение для τ_R :

$$\tau_R = 1/B \cdot n_0, \quad (4)$$

где B – коэффициент бимолекулярной рекомбинации, n_0 – концентрация носителей. Введение Cr уменьшает концентрацию носителей и повышает τ_R , что и регистрируется в эксперименте. Снижение концентрации электронов в КЯ InGaAs:Cr подтверждается измерениями степени циркулярной поляризации ФЛ.

Заключение

Таким образом, в работе показано влияние введения примеси Cr на временные зависимости фотолюминесценции в квантовой яме InGaAs/GaAs. Показано, что влияние на рекомбинационное время жизни оказывают два фактора: введение Cr и наличие поверхностного потенциального барьера.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ (МД-1708.2019.2) и РФФИ (20-38-70063).

Литература

1. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.Н. Дроздов, и др. // Нанофиз. и нанoeл. 2014. Т.2. С.446-447.
2. M. Poggio, R.C. Myers, N.P. Stern, *et.al.* // Phys. Rev. B. V.72, 235313 (2005).
3. И.А. Карпович, А.П. Горшков, Н.В. Байдусь // Тр. 2 раб. сов. НАТО SFP-9737799, 84-91 (2002).

Получение и термоэлектрические свойства наноструктурированного материала на основе SiGe с примесью Sb

М.В. Дорохин, П.Б. Демина, И.В. Ерофеева*, А.В. Здравейцев, Ю.М. Кузнецов, Е.А. Ускова, М.С. Болдин, Е.А. Ланцев, А.А. Попов, В.Н. Трушин

НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*irfeya@mail.ru

В работе рассмотрены особенности кинетики формирования наноструктурированного SiGe, получаемого методом электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС). Обнаружено снижение T плавления SiGe при введении Sb. Измерены электрофизические и термоэлектрические параметры наноструктур. Наилучшее значение $ZT = 0.54$ при $T = 450$ °С.

Введение

Твердый раствор замещения SiGe занимает особое место среди термоэлектриков как наиболее перспективный материал на основе Si для создания электрогенераторов широкого применения. Его высокая химическая и механическая стабильность при повышенных температурах является важным преимуществом при создании приборов для использования их и в вакууме, и на воздухе без изменений КПД. Термические и электрические свойства SiGe n- и p-типа хорошо сочетаются друг с другом, а применяемое в последнее время наноструктурирование материала дает возможность улучшить термоэлектрические параметры.

Методика эксперимента

Все исследуемые образцы наноструктур $Si_{1-x}Ge_x$, изготовлены из смеси мелкодисперсных порошков кремния и германия методом ЭИПС на установке «DR. SINTER model SPS-625 Spark Plasma Sintering System», подробно описанной в [1].

Смесь порошков Ge и Si с добавлением сурьмы в определенных атомных процентах готовилась методом размолла их мелкой крошки в планетарной мельнице «FRITSCHE-Pulverisette 6» с мелющими телами из стабилизированного диоксида циркония со скоростью 250 об/мин в течение 6 часов. Полученный средний размер частиц порошков ≈ 300 нм.

Спекание и синтез GeSi проводились в графитовой форме под давлением 70 ± 5 МПа в вакууме 6 Па. Конечная температура спекания составляла 950 °С, либо 1020 °С, либо 1040°С (по измерениям пирометра). Уплотнение образца при спекании регистрировалось прецизионным dilatометром, вхо-

дящим в состав установки. Полученные образцы содержали различное количество легирующей примеси: от 0.5 ат.% до 5 ат.%. По данным рентгенофазового анализа состав всех обсуждаемых в работе $Si_{1-x}Ge_x$ одинаков $x = 0.35$.

Результаты и их обсуждение

Был проведен анализ карт спекания, которые содержат информацию о напряжении и токе нагрева, давлении, уровне вакуума, усадке материала L и скорости усадки S в развертке от времени t (или, что то же, температуры, т.к. рост T в процессе разогрева происходит линейно от времени). Резкие изменения наклона в зависимостях $L(t)$ и соответствующие им экстремумы функции $S(t)$ свидетельствуют о фазовых переходах в процессе спекания.

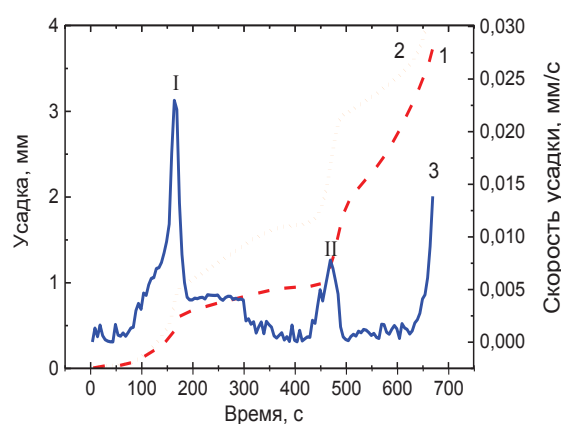


Рис. 1. Усадка (1 - нелегированного образца, 2 - легированного Sb 1.5 ат. %) и 3 - скорость усадки легированного образца в зависимости от времени

На рис.1 кривые 1 и 2 отражают $L(t)$ для нелегированного $Si_{0.65}Ge_{0.35}$ и образца с примесью Sb 1 ат.%, соответственно. По наклону 2 видно, что усадка

материала происходит более эффективно, чем в нелегированном материале. Нужно отметить, что левое увеличенное крыло особенности I на кривой 3 соответствует T эвтектики Sb-Ge. Особенность II лежит вблизи T плавления Ge. Интересным, в данном случае является снижение T плавления Ge с увеличением атомно-процентного содержания Sb. На рис.2 хорошо видно смещение в сторону меньших T максимумов на зависимости $S(T)$.

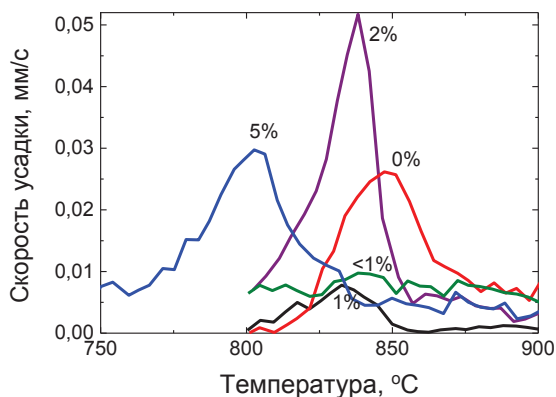


Рис. 2. Температурная зависимость скорости усадки в процессе спекания для образцов с различным содержанием Sb

Аналогичный факт известен для металлов [2]: в композиции из двух материалов более легкоплавкого и тугоплавкого легкоплавкий материал, расплавляясь, не проникая при этом во внутрь зерен более тугоплавкого материала, оставаясь на их поверхности, заметно снижает при этом температуру плавления более тугоплавкого материала.

Ранее, в работе [1] нами было показано, что увеличение Sb как примеси в составе SiGe свыше 1 ат. % ухудшает термоэлектрические свойства рассматриваемого наноматериала. Поэтому в данной работе при измерении термоэлектрических характеристик было уделено большее внимание наноструктурам с содержанием Sb ниже 1 ат. %. Результаты приведены в таблице 1, где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, λ – теплопроводность, безразмерная термоэлектрическая добротность $ZT = \alpha^2 T / (\rho \cdot \lambda)$.

При одинаковом количестве примеси, но при разных конечных температурах спекания лучшие термоэлектрические характеристики были получены для T спекания выше 1000 °C. Образцы, получен-

ные при более низком уровне легирования и при более низких температурах спекания, имели $ZT < 0.1$ (образцы 47 и 48, рис. 3).

Таблица 1. Термоэлектрические параметры наноструктурированного $\text{Si}_{0.65}\text{Ge}_{0.35}$. $^{\circ}ZT$ определено при 450 °C.

Номер образца	49	50	51	52	54	55
Содержание Sb, ат.%	0,5	0,7	0,7	0,7	0,9	0,9
T спекания, °C	1020	950	1020	1040	1020	1040
$\rho \times 10^4$, Ом*м	7	11	2	3	1,8	1,2
α , мкВ/К	689	666	490	459	385	493
λ , Вт/м*К	3,49	3,38	3,75	3,38	3,38	2,73
ZT°	0.135	0.088	0.29	0.16	0.22	0.54

На рис. 3 приведены температурные зависимости ZT для образцов с различными параметрами изготовления и количеством примеси.

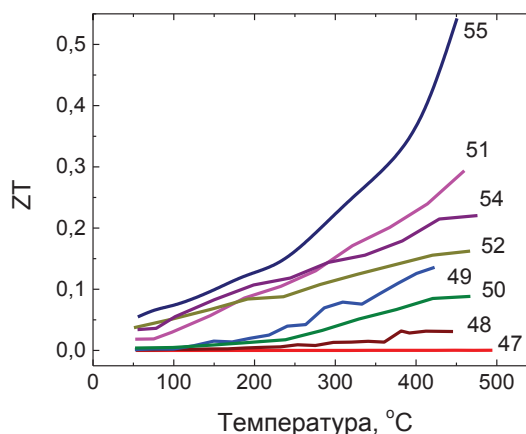


Рис. 3. Зависимость ZT от температуры измерения

С повышением T величина ZT монотонно возрастает и наиболее высокие значения принимает для наноструктур с содержанием Sb 0.7 и 0.9 ат. %, спеченных при 1020 °C и 1040 °C. Наилучшее значение $ZT = 0.54$ получено при $T = 450$ °C

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ -17-79-20173.

Литература

1. М. В. Дорохин, П. Б. Демина, И. В. Ерофеева и др. //ФТП, Т. 53, 1122 (2019).
2. В. А. Ивенсен. Феноменология спекания и некоторые вопросы теории. М.: Металлургия, 1985. 247 с.

Формирование наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ методом электроимпульсного плазменного спекания

М.В. Дорохин, П.Б. Демина, И.В. Ерофеева, А.В. Здравейцев, Ю.М. Кузнецов, Е.А. Ускова*, М.С. Болдин, А.А. Попов, Е.А. Ланцев, В.Н. Трушин

НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*eausk@mail.ru

Впервые с целью определения механизма формирования наноструктур поликристаллического $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ при электроимпульсном плазменном спекании в вакууме проведено комплексное исследование микроструктуры и фазового состава образцов при их сопоставительном детальном анализе с экспериментальными картами спекания, записанными в режиме реального времени. Выявлены особенности уплотнения порошка GeSi в различные периоды нагрева образцов от 30 до ~ 1200 °С, определена роль твёрдофазной взаимной диффузии германия и кремния при спекании. Обнаружено, что добавка более легкоплавкой металлической донорной примеси Sb оказывает сильное влияние на механизм формирования наноструктурного твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$.

Введение

Поликристаллический мелкодисперсный твёрдый раствор $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с размером зерна ≤ 100 нм является, как показано нами в [1], перспективным материалом для изготовления термоэлектрических преобразователей энергии в среднем диапазоне (200 – 500 °С) рабочих температур. Для создания материала с улучшенными термоэлектрическими параметрами необходимо иметь ясное представление о физических процессах, происходящих при его изготовлении, и о влиянии последних на свойства получаемого материала. В настоящей работе исследовалось формирование наноструктурного поликристаллического GeSi в условиях электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС). Проведено детальное сопоставление записанных во время спекания температурных (T) зависимостей уплотнения (усадки) L и скорости усадки S порошка $\text{Ge}-\text{Si}$ с результатами электронной микроскопии (ЭМ) и рентгенофазового анализа поверхности. Основное внимание уделено изучению выявленных особенностей уплотнения порошка в начальный период нагрева, в конце спекания, в моменты происходящих фазовых переходов.

Методика эксперимента

Все полученные образцы наноструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ изготовлены из смеси мелкодисперсных порошков Si и Ge методом ЭИПС на установке, подробно описанной в [2]. Формирование наноматериала в ходе процесса спекания в значительной степени определяется состоянием исходного порошка, по-

этому было уделено особое внимание процедуре его подготовки [1]. Смесь порошков готовилась методом размолла их мелкой крошки, смешанной в определенных атомно-процентных соотношениях ($x = 0.20; 0.35$). В ряде случаев в смесь основных компонентов добавлялся материал примесной Sb . Размол порошков проводился в планетарной мельнице «FRITSCHE-Pulverisette 6» с мелющими телами из стабилизированного ZrO_2 со скоростью 250 об/мин в течение 1 часа или 6 часов. Оптимизация режима размолла позволила уменьшить средний размер частиц порошков от 1 – 5 мкм до ≈ 100 нм и увеличить плотность образцов в конце процесса спекания до 97 %.

Спекание и синтез GeSi проводились по методике, приведённой в [1], при нагреве с постоянной скоростью $V=50$ °С /мин в интервале температур от комнатной до ≈ 1200 °С. Уплотнение образца регистрировалось прецизионным dilatометром, входящим в состав установки, с точностью ± 0.004 мм.

Результаты и их обсуждение

Анализ ЭМ изображений и рентгеновских дифрактограмм показал, что размол в течение 1 часа дает порошок с частицами размером от 5 до 10 мкм. При их спекании однородного диффузионного перемешивания не происходит, наблюдается большое количество пор. При времени размолла 6 часов размер частиц уменьшается до 100 – 500 нм, а фазовый состав GeSi зависит от конечной температуры спекания.

На рис. 1 представлены типичные зависимости усадки и скорости усадки от времени спекания (или что то же, от температуры) для не легированного (кривые L_1 , S_1) и легированного Sb (кривые L_2 , S_2) образцов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Общим свойством зависимости $L(T)$ всех спекавшихся образцов является её немонотонный характер. Условно $L(T)$ можно разделить на три интервала: I – от 30 до ≈ 650 °C, II – от 650 до ≈ 935 °C, III – выше 935 °C до конца процесса.

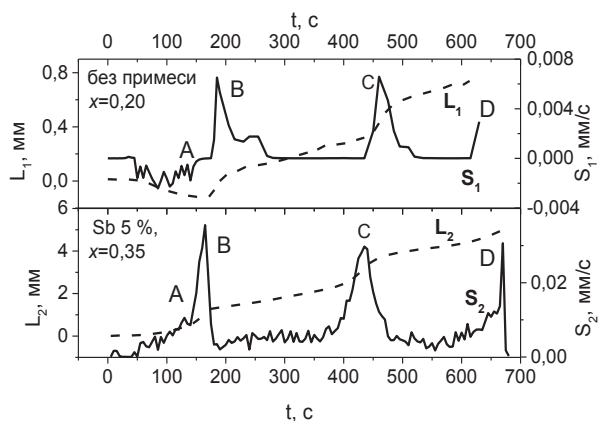


Рис. 1. Зависимости усадки L , скорости усадки S от t

Из рис. 1 видно, что в самом начале нагрева нелегированные структуры имеют некоторую особенность в виде «отрицательного» уплотнения или «расширения» тела (участок А на кривых L_1 , S_1). В структурах, легированных сурьмой, участок А не наблюдается (кривые L_2 и S_2 на рис. 1). Далее в обоих случаях отмечается резкий подъем L и фиксируется первый максимум S ($T \approx 650$ °C, участок В). Во II этапе спекания после плавного увеличения уплотнения скорость усадки проходит через второй максимум (участок С, $T \approx 947$ °C). Резкое возрастание усадки при определённой температуре нагрева является свидетельством происходящего в системе фазового перехода [3]. Максимум С на кривой S соответствует плавлению Ge, и это общее для всех структур, спекавшихся при $T \geq 935$ °C. Наблюдающееся вслед за расплавом Ge быстрое возрастание усадки (участок D) соответствует спеканию с участием жидкой фазы. Мы полагаем, что увеличение объёма образца в начале спекания, как и в случае взаимодействующих металлических порошков [3], связано с проявлением эффекта Френкеля, обусловленного наличием избыточных вакансий и взаимной диффузии Ge и Si вблизи границы раздела в области контакта. Отсутствие «расширения» образца при наличии Sb можно объяснить взаимодействием атомов донорной сурьмы в Ge и Si с избыточными вакансиями,

которое предотвращает их слияние в поры. В отличие от металлов, взаимная диффузия Ge и Si происходит в течение всего процесса спекания, но с разной степенью доминирования над поверхностной диффузией и миграцией атомов, связанной с пластической деформацией Ge и Si. Последние проявляются на кривых S в виде широкого максимума В. Формирование GeSi на этом этапе происходит в локальных областях наноструктуры с разбросом значений $x \approx 25 - 28$ ат. %, обусловленным неравномерным фронтом диффузии.

На последнем этапе спекания скорость усадки возрастает (участок D на рис. 1) в результате диффузии атомов жидкого Ge от границы раздела в глубь матрицы твёрдого Si. Происходит наиболее интенсивное формирование твёрдого раствора. При заданной температуре спекания GeSi имеет фазовый состав, соответствующий его диаграмме состояния. Например, при 1170 °C $x = 0.33$ (рис. 2).

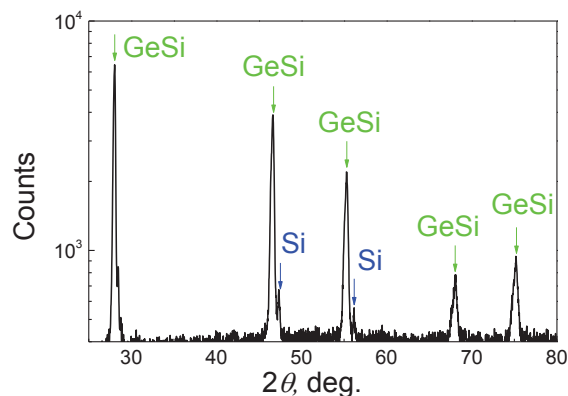


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма образца $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, спекленного при 1170 °C. $x=0.33$

Особо отметим, что как более легкоплавкий элемент Sb «активирует» процесс спекания. Это проявляется в ускорении уплотнения и в понижении T плавления Ge (ср. кр. S_1 и S_2 на рис. 1) и GeSi.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант 17-79-20173).

Литература

1. М. В. Дорохин, П. Б. Демина, И. В. Ерофеева и др. // ФТП, Т. 53, 1182 (2019).
2. М.С. Болдин. // Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. – Н. Новгород, 2019. -183 с.
3. Я.Е. Гегузин. Физика спекания. М: Наука. 1984. – 311 с.

Особенности газофазной эпитаксии GaAs на непланарных подложках

Ю.Н. Дроздов^{1*}, С.А. Краев¹, А.И. Охапкин¹, В.М. Данильцев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

*drozdyu@ipmras.ru

Исследованы особенности формы поверхности эпитаксиальных слоев GaAs, выращенных на канавках шириной несколько микрометров с вертикальными стенками и аспектным соотношением близким к единице. Обсуждается также процедура получения канавок с вертикальными стенками, пригодных для эпитаксиального зарастивания.

Из литературных данных известно, что узкие канавки на поверхности GaAs(001) могут быть получены методом химического [1] или плазмохимического травления [2]. Для последующего эпитаксиального наращивания химическое травление предпочтительнее, поскольку создает минимальный нарушенный слой. Однако наклон стенок при химическом травлении существенно зависит от направления канавок. Большая устойчивость поверхностей (111)Ga в сравнении с (111)As проявляется в том, что на поверхности GaAs(001) канавки, нанесенные вдоль [-110] сужались по глубине, а вдоль [110] - расширялись [1]. В настоящей работе исследованы особенности формирования канавок с вертикальными стенками и аспектным соотношением близким к единице методом плазмохимического травления, а также наклон стенок эпитаксиальных слоев GaAs при росте на таких канавках.

Эксперимент

Канавки на поверхности GaAs формировали методом плазмохимического травления на установке Oxford Plasmalab 80 в индуктивно-связанной плазме аналогично [2]. Использовали хлоридную плазму. Индуктивно-связанный разряд в качестве источника плазмы позволяет проводить травление с высокой скоростью без значительного ионного воздействия на материал подложки. При этом применялся импульсный режим, состоящий из чередования циклов травления и бездействия во избежание перегрева и деградации фоторезистивной маски. Канавки имели глубину и ширину в несколько микрометров и длину 100 мкм. Зарастивание эпитаксиальным слоем GaAs проводили в установке металлоорганической газофазной эпитаксии EPIQUIP VP-502RP при пониженном давлении в реакторе.

На рис. 1 показан вид поперечного сечения канавки шириной около 3 мкм после зарастивания тонким слоем GaAs, полученный в сканирующем электронном микроскопе (SEM).

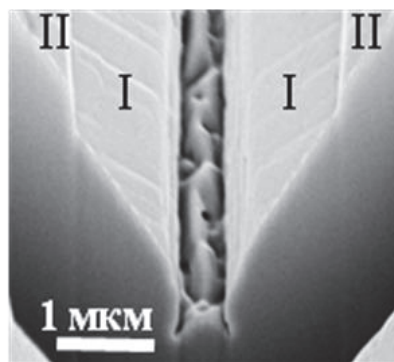


Рис. 1. Вид поперечного сечения канавки после зарастивания. (SEM)

Видно, что внутри канавки (области I) и снаружи (области II) формируются наклонные стенки. Канавка была ориентирована вдоль [-110] подложки, угол наклона стенок $\sim 36^\circ$.

Отклонение этих стенок от вертикали позволяет идентифицировать их как плоскости типа (111), для которых рассчитанный угол составляет $35,3^\circ$. Огранка (111) возникает из-за того, что это самая медленно растущая грань, плотноупакованная в кристалле GaAs. В канавках, ориентированных вдоль [110] угол наклона был таким же, в отличие от формы стенок при жидкостном травлении [1]. В канавках, ориентированных под углом 45° к боковым срезам наклон стенок был близок к 45° , что позволяет идентифицировать их как плоскости типа (101).

Более полно и наглядно формы роста видны на ограненных ямках, образовавшихся на локальных загрязнениях поверхности при эпитаксиальном за-

ращивании. Такие ямки и их идеализированная форма показаны на рис. 2.

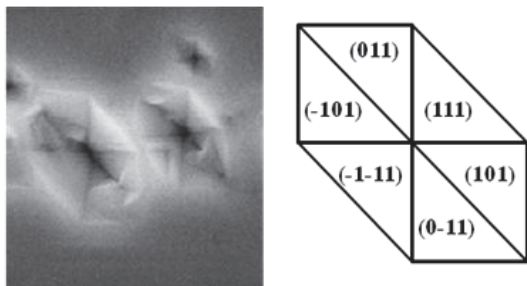


Рис. 2. Огранка ямок в эпителие на дне канавки, SEM, 2×2 мкм², и идеализированная форма ямки

Хорошо видны грани тетраэдра и ромбододекаэдра, которые идентифицируются по направлению линий пересечения. Поверхности (111)As выражены гораздо слабее, чем (111)Ga и даже слабее, чем (101). Эта закономерность подтверждается и данными по анизотропному жидкостному травлению канавок [1]. В отличие от этого, в длинных канавках, ориентированных вдоль [110] угол наклона был около 36°, что позволяет идентифицировать стенки как (111)As.

Обсуждение

Такая закономерность имеет важное значение для объяснения формы боковых стенок при росте эпитаксиального слоя вдоль канавки, проделанной на поверхности GaAs(001) вдоль различных направлений относительно бокового среза. Если канавка направлена вдоль [-110], или [110] то плоскостями боковой стенки будут грани типа (111). Если канавка идет под углом ±45° к линии бокового среза, то боковая стенка внутри и вне канавки имеет грань ромбододекаэдра, наклоненную на 45° к поверхности подложки. Это расширяет на 43% область, занимаемую краями одной канавки на поверхности и должно учитываться при их плотном размещении на подложке. Еще одна особенность непланарной эпитаксии - полисекторный рост, при котором на стыке плоских поверхностей роста могут формироваться дефекты.

Следует отметить, что выражение «канавки, идущие вдоль [-110] сужаются по глубине, а вдоль [110] - расширяются» вступает в противоречие с эквивалентностью этих двух направлений в кристаллической структуре GaAs. В структуре имеются поворотные оси 2-го порядка (вдоль координат-

ных осей). На рисунке 3 показана такая ось (в составе четверной инверсионной оси) вдоль оси x .

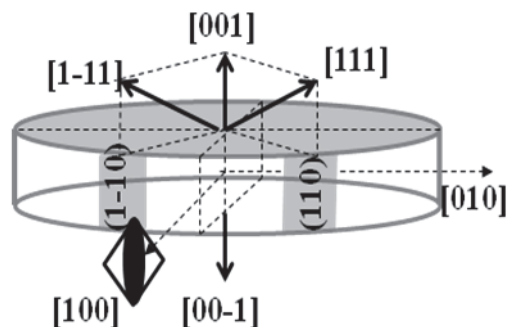


Рис. 3. Вид подложки GaAs(001)

Она связывает и делает симметрично эквивалентными (структурно идентичными) противоположные поверхности подложки (001) и (00-1), а также плоскости первичного и вторичного боковых срезов подложки (1-10) и (110).

Сама по себе поверхность GaAs (001) анизотропна, что связано с положением плоскостей (111)Ga и (111)As. Направления к этим плоскостям различаются, например, по форме ямок травления типа ямок на рис. 1. Однако абсолютные значения индексов боковых плоскостей срезов можно указать лишь после того, как поверхность самой подложки обозначена (001), а не (00-1).

Заключение

Таким образом, анизотропия свойств кристалла играет существенную роль и при травлении, и при росте эпитаксиальных слоев GaAs. Её приходится учитывать в непланарных технологиях. Например, смена ориентации длинных канавок с параллельного базовому срезу направления на 45° градусное расширяет на 43% область, занимаемую краями одной канавки на поверхности и должно учитываться при их плотном размещении на подложке.

Авторы благодарны С.А. Гусеву и Е.В. Скороходову за электронномикроскопические исследования. Использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. L. Comerford, P. Zory // Appl. Phys. Lett. V. 25, 208 (1974).
2. W. HaiLing, G. Xia, S. GuangDi. // Sci. China Ser. E. - V. 50 (6), 749 (2007).

Модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона

А.А. Дубинов*, В.Я. Алешкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*sanya@ipmras.ru

В работе проведен расчет характеристик двумерного плазмона, усиливаемого активной средой на основе терагерцовой квантово-каскадной структуры. Показано, что для реалистичных параметров структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (подвижность $2 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при концентрации электронов $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и при температуре до 77 К) коэффициент усиления двумерного плазмона может достигать 1500 см^{-1} на частоте 2.4 ТГц. Кроме того, из-за сильной локализации электрического поля плазмона около квантовой ямы необходимо лишь несколько каскадов активной среды для усиления.

Введение

К настоящему времени в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот (1 — 5 ТГц) лидирующее место среди компактных источников стимулированного излучения занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [1]. Однако они представляют собой полупроводниковые гетероструктуры, содержащие сотни каскадов, каждый из которых состоит из нескольких квантовых ям (КЯ) и барьеров разной толщины и состава. Общая толщина активной области в ТГц ККЛ при использовании двойного металлического волновода, либо волновода на основе поверхностного плазмона, составляет около 10 мкм (порядка длины волны излучения в среде). Поэтому чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров сдерживают распространение и использование ТГц ККЛ.

В данной работе рассмотрена модель ТГц ККЛ на основе двумерного (2D) плазмона, локализованного около КЯ с большой концентрацией электронов. Как известно, 2D плазмон может быть локализован в области, много меньшей длины волны плазмона в вакууме [2]. Следовательно, можно подобрать параметры КЯ (состав, толщину и легирование) для того, чтобы необходимая активная область ТГц ККЛ была много меньше длины волны излучения в среде. Это должно привести к тому, что вместо сотен каскадов, для работы такого ТГц ККЛ необходимо будет только десятки, а то и всего несколько каскадов, что сильно упростит создание такого лазера. В данной работе проведены оценки для параметров гетероструктуры такого ТГц ККЛ на основе 2D плазмона и показана реалистичность его создания.

Модель расчета

Для начала рассмотрим закон дисперсии 2D плазмонов. В этом случае для бесконечно тонкой КЯ (это приближение хорошо выполняется, т.к. толщина КЯ обычно много меньше, чем длина волны ТГц излучения) уравнение для определения спектра приобретает вид (формула Стерна [2]):

$$1 + (2\pi/\kappa)\chi(q, \omega)\sqrt{q^2 + \kappa(\omega/c)^2} = 0 \quad (1),$$

где κ – диэлектрическая проницаемость, ω и q – частота и волновой вектор плазмона, c – скорость света в вакууме, $\chi(q, \omega)$ – восприимчивость.

Вычислим восприимчивость в простейшем случае, когда заполнена одна зона, двукратно вырожденная по спину, и закон дисперсии электронов квадратичен (с эффективной массой m). Выражение для восприимчивости можно записать в виде:

$$\chi(q, \omega) = (e^2 / 2\pi q^2) [F1 + F2 + F3 + F4] \quad (2),$$

где:

$$F1 = (|k_1|/k_1) \int_0^{A1} f(k) dk^2 / \sqrt{k_1^2 - Q^2} \quad (3),$$

$$F2 = i \int_{A1}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_1^2} \quad (4),$$

$$F3 = \int_0^{A2} f(k) dk^2 / \sqrt{k_2^2 - Q^2} \quad (5),$$

$$F4 = -i \int_{A2}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_2^2} \quad (6),$$

и где $Q = \hbar^2 qk/m$, \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, $k_1^{\hbar} = \hbar^2 q^2 / 2m - \hbar(\omega + i\nu)$, $k_2 = \hbar^2 q^2 / 2m + \hbar(\omega + i\nu)$, $A1 = m|k_1|/(\hbar^2 q)$, $A2 = m|k_2|/(\hbar^2 q)$, $f(k)$ – функция распределения Ферми - Дирака, ν – частота релаксации импульса. В простейшем приближении $\nu = e/(m\mu)$, где μ – подвижность электронов.

Учет усиления в активной области, окружающей КЯ с большой концентрацией электронов N , может

быть проведен через добавок отрицательной мнимой части к диэлектрической проницаемости среды:

$$\kappa = \kappa_0 - ic\sqrt{\kappa_0}\alpha/\omega \quad (7),$$

где κ_0 – статическая диэлектрическая проницаемость среды, α – коэффициент усиления в активной области. Частотную зависимость α можно аппроксимировать лоренцовским контуром:

$$\alpha = \alpha_{\max} / [1 + (\omega - \Omega)^2 / \Gamma^2] \quad (8),$$

где α_{\max} – максимальный коэффициент усиления, Ω – резонансная частота усиливаемого оптического перехода активной области, Γ – параметр уширения спектра усиления активной области.

Результаты и обсуждение

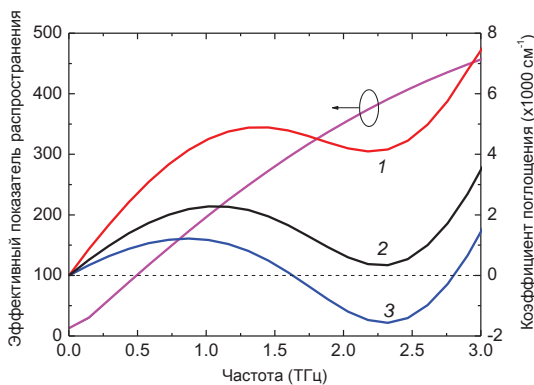


Рис. 1. Частотные зависимости S и G 2D плазмона для трех значений μ ($\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$): 1 – 10^5 , 2 – 1.5×10^5 , 3 – 2×10^5 . $N = 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 77 \text{ К}$

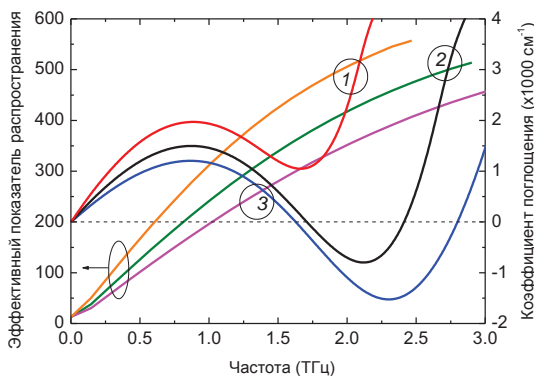


Рис. 2. Частотные зависимости S и G 2D плазмона для трех значений N (см^{-2}): 1 – 3×10^{11} , 2 – 4×10^{11} , 3 – 5×10^{11} . $\mu = 2 \times 10^5 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $T = 77 \text{ К}$

Для примера рассмотрим активную область ТГц ККЛ на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Для расчетов будем использовать параметры ККЛ, ге-

нерирующего на частоте $\Omega/2\pi \sim 2.4 \text{ ТГц}$ ($\hbar\Omega \sim 10 \text{ мэВ}$) [3]. В этом случае $\kappa_0 = 12.9$, $m = 0.067$ массы свободного электрона, $\alpha_{\max} \sim 50 \text{ см}^{-1}$ для температуры $T = 77 \text{ К}$, $\hbar\Gamma \sim 5 \text{ мэВ}$. Ранее экспериментально было показано, что в структурах GaAs/AlGaAs с КЯ при T до 77 К μ может достигать значений в $2 \times 10^5 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при N до $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [4].

Используя формулы (1) – (8), были вычислены частотные зависимости эффективного показателя распространения ($S = c \text{Re}(q)/\omega$) и коэффициента поглощения ($G = 2 \text{Im}(q)$) 2D плазмона для нескольких значений μ и N .

Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. Из рис. 1 видно, что при фиксированном значении N увеличение μ , а, следовательно, уменьшение v приводит к появлению области частот, где G 2D плазмона становится отрицательным (появляется усиление), причем коэффициент усиления достигает значения 1500 см^{-1} , что недостижимо для ТГц ККЛ с традиционными волноводами. При этом S практически не зависит от μ . Из рис. 2 видно, что при фиксированной μ существует критическая концентрация электронов в КЯ, при превышении которой появляется область усиления. Также можно видеть, что S существенно зависит от N : при увеличении N он уменьшается. Отметим, что S достигает огромных значений. Например, для $N = 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на $\omega/2\pi = 2.4 \text{ ТГц}$ он равен 400, что говорит о сильной локализации электрического поля плазмона около КЯ (размер локализации в этом случае около 100 нм). Для ККЛ из работы [3] размер одного каскада около 57 нм, а, следовательно, в структуре ККЛ с лишь двумя такими каскадами возможно было бы добиться значительного усиления и генерации ТГц излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 18-19-00493).

Литература

1. M. S. Vitiello *et al.* // *Opt. Exp.*, V. 23, 5167 (2015).
2. F. Stern // *Phys. Rev. Lett.*, V. 18, 546 (1967).
3. D. V. Ushakov *et al.* // *Quantum Electronics*, V. 49, 913 (2019).
4. K. Hirakawa and H. Sakaki. // *Phys. Rev. B*, V. 33, 8291 (1986).

Краевые фототоки в системах с двумерным электронным газом

М.В. Дурнев^{1,*}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*durnev@mail.ioffe.ru

Разработана теория краевого фотогальванического эффекта в системах с двумерным электронным газом. Подробно рассмотрен высокочастотный режим, в котором краевой фототок вызван оптическим выстраиванием импульсов электронов. Показано, что магнитное поле, нормальное к образцу приводит к повороту угловых гармоник функции распределения и соответствующему изменению поляризационной зависимости краевого тока.

Введение

В работе представлена теория краевого фотогальванического эффекта в системах с двумерным электронным газом. Эффект заключается в генерации постоянного электрического тока, текущего вдоль края образца с двумерным электронным газом, при освещении его электромагнитным излучением терагерцового диапазона. Механизм генерации тока зависит от частоты и поляризации падающего поля. В частности, в области высоких частот $\omega\tau \gg 1$, где τ – время релаксации импульса, основной вклад в ток связан с оптическим выстраиванием импульсов электронов линейно поляризованным светом. Такой механизм генерации тока аналогичен поверхностному фотогальваническому эффекту, рассмотренному в работах [1, 2]. В работе [3] обсуждаемый краевой фототок был измерен в легированном графене. Была также предложена теоретическая модель, основанная на решении кинетического уравнения в классической области частот с интегралом столкновений простейшего вида. Несмотря на то, что предложенная в работе [3] модель даёт качественное представление о величине тока, она не учитывает особенностей энергетического спектра и релаксации электронов. В нашей работе построена детальная теория краевого фотогальванического эффекта в режиме оптического выстраивания, которая справедлива как в классической, так и в квантовой области частот, и учитывает особенности процессов релаксации. Проанализировано также влияние внешнего магнитного поля, направленного нормально к образцу.

Результаты и обсуждение

Механизм генерации краевого фототока в режиме оптического выстраивания изображён на Рис. 1. Падающая нормально на образец линейно-

поляризованная электромагнитная волна приводит к выстраиванию импульсов электронов и дырок параллельно направлению электрического поля волны.

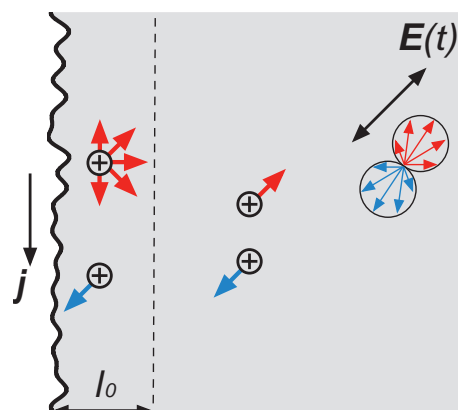


Рис. 1. Механизм генерации краевого фототока в режиме оптического выстраивания импульсов

При наличии выстраивания число электронов с импульсами, параллельными вектору поляризации волны, немного превышает число электронов с импульсами, перпендикулярными вектору поляризации. Несмотря на выстраивание, в толще образца число электронов,двигающихся вправо и вверх совпадает с числом электронов,двигающихся влево и вниз, а следовательно, направленного движения носителей не возникает. Однако ситуация меняется вблизи края образца. Налетающие на край электроны отражаются от него и распределение их импульсов меняется. Например, в случае диффузного отражения, схематически изображённого на рисунке, отражённые электроны в среднем движутся перпендикулярно краю, в то время как налетающие на край электроны в среднем движутся вниз и влево. Таким образом, вблизи края образца формируется направленное движение электронов вниз. Та-

кой краевой ток отличен от нуля в узкой полоске вблизи края, размер которой совпадает с длиной свободного пробега. Краевой ток максимален в случае, когда электрическое поле волны направлено под углом 45 градусов к краю. В общем случае $j \sim \sin(2\varphi)$, где φ – угол между электрическим полем и краем образца.

Теория краевого фототока построена в рамках кинетического уравнения с интегралом столкновений в приближении времён релаксации. Рассмотрен общий случай, когда времена релаксации угловых гармоник разные и зависят от энергии. В рамках модели рассматривается выстраивание импульсов при внутризонных переходах. В классическом случае, когда энергия падающего фотона много меньше энергии Ферми, темп генерации второй гармоники функции распределения может быть получен из решения кинетического уравнения, в случае же, когда энергия падающего фотона сравнима или превышает энергию Ферми, темп генерации рассчитывается с помощью золотого правила Ферми для не прямых внутризонных переходов, которые возникают при одновременном поглощении фотона и рассеянии на примеси. Оба подхода рассмотрены в работе.

Магнитное поле, направленное по нормали к образцу, отклоняет движущиеся электроны, поворачивая, таким образом, вторую гармонику функции распределения. Это приводит к поляризационной зависимости краевого фототока $j \sim \sin(2\varphi + \varphi_V)$, где φ_V – угол поворота «восьмёрки», пропорциональный величине поля и времени релаксации второй гармоники. Определяя этот угол из экспериментальных данных, можно оценить время релаксации второй гармоники [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-00029).

Литература

1. Л.И. Магарилл, М.В. Энтин // Физика твердого тела, Т. 21, 1280 (1979).
2. V. L. Al'perovich, V. I. Belinicher, V. N. Novikov, and A. S. Terekhov // Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 80, 2298 (1981).
3. J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich *et al.* // Physical Review Letters, V. 107, 276601 (2011).
4. S. Candussio, M. V. Durnev, J. Yin *et al.* // in preparation.

Высокодобротные оптические резонансы в периодических структурах с кремний-германиевыми квантовыми точками

С.А. Дьяков^{1,*}, М.В. Степихова³, А.В. Новиков³, А.Н. Яблонский³, Н.А. Гиппиус¹, С.Г. Тиходеев^{4, 5}

1 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д.3, Москва, 143005.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

4 Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Воробьевы горы, д.1. стр.2, Москва, 119234

5 Институт общей физики РАН им А.М. Прохорова, Вавилова 28, Москва, 119991

*s.dyakov@skoltech.ru

В работе теоретически и экспериментально исследованы оптические свойства фотолюминесцентного излучения Ge(Si) самоформирующихся наностроек, находящихся внутри диэлектрического двумерного фотонно-кристаллического волноводного слоя. Оптические состояния в этих структурах описаны в терминах матрицы рассеяния с использованием Фурье-модального метода. Указанные оптические состояния классифицированы с точки зрения теории групп. Кроме этого, рассчитаны спектры фотолюминесценции квантовых точек и их угловые зависимости. Построены распределения электромагнитного поля оптических состояний таких структур. Теоретические расчеты сравнены с экспериментальными данными.

Введение

Изучение взаимодействия света с Ge(Si) самоформирующимися наностройками представляет фундаментальный и практический интерес, поскольку такие квантовые являются перспективными с точки зрения возможности создания светоизлучающих устройств на их основе. Фотолюминесценция (ФЛ) квантовых точек может быть усилена или подавлена в зависимости от комбинации нескольких факторов [1-3]. Этими факторами являются а) локальная эффективность возбуждения ФЛ; б) локальная эффективность выхода ФЛ в дальнее поле; в) скорость спонтанной эмиссии, которая описывается в терминах фактора Парселла.

Все эти параметры зависят от диэлектрического окружения квантовых точек и могут изменяться в широких диапазонах. Использование фотонного кристалла в диэлектрическом окружении квантовых точек позволяет эффективно контролировать вышеуказанные параметры.

Целью настоящей работы является изучение особенностей ФЛ Ge(Si) квантовых точек в фотонно-кристаллических слоях из диэлектрика с точки зрения вышеуказанных параметров, а также описание оптических резонансов в этих структурах в терминах матрицы рассеяния [4].

Методика эксперимента

Анализируемые в работе структуры с самоформирующимися Ge(Si) КТ выращивались методом МПЭ на подложках «кремний на изоляторе» и представляли собой периодическую последовательность слоев КТ Ge(Si), разделенных промежуточными слоями Si. Исследованные структуры содержали 5 слоев КТ, суммарная толщина структур над слоем оксида кремния составляла ~ 250 нм. Для формирования фотонно-кристаллических волноводов в работе использовались методы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Исследовались структуры с периодом решетки ФК (а), варьируемым в диапазоне от 500 до 1000 нм, радиус отверстий ФК (r) определялся соотношением $r/a = 0.25$. Схематически вид сформированной структуры показан на Рис. 1. Полученные структуры исследовались методом микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) с высоким пространственным (до 2 мкм) и спектральным (> 0.05 см⁻¹) разрешением. Измерения проводились в стандартной геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей. Спектры ФЛ регистрировались с помощью Фурье-спектрометра, и Ge фотоприемника. Пространственное разрешение системы (до 2 мкм) обеспечивалось объективом Mitutoyo M Plan APO (увеличение 50x и 10x).

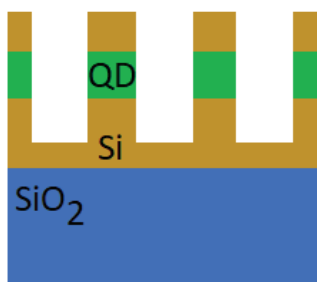


Рис. 1. Схема фотоннокристаллического волновода с Ge(Si) квантовыми точками

Результаты и обсуждение

На Рис. 2 приведены полученные при комнатной температуре спектры ФЛ фотоннокристаллических структур с КТ Ge(Si). Как видно из рисунка, в таких структурах, в зависимости от периода ФК, наблюдается значительное (более чем на порядок величины) усиление сигнала ФЛ.

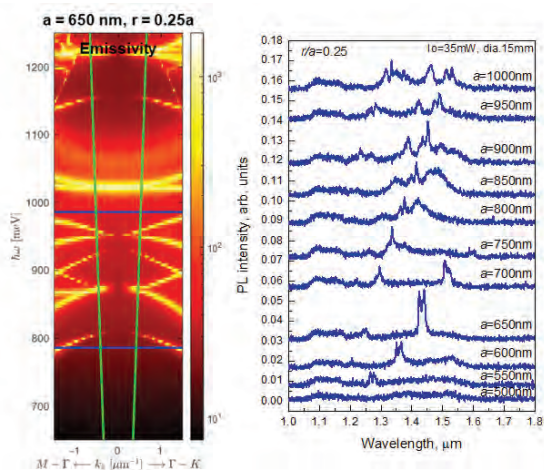


Рис. 2. Данные микро-ФЛ и расчетов ФК, выполненных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). На левом рисунке приведены данные для ФК с периодами решетки $a = 500 - 1000$ нм, для всех ФК соотношение $r/a = 0,25$. На правом рисунке показаны результаты теоретического расчета коэффициента выхода ФЛ в зависимости от энергии фотона и горизонтальной проекции волнового вектора для периода ФК структуры $a = 650$ нм. Синими линиями отмечены границы полосы ФЛ Ge(Si) квантовых точек, зеленые линии ограничивают часть светового конуса, соответствующего углу выхода ФЛ в 12° .

Проведенное моделирование методом матрицы рассеяния [4] позволяет показать, что в таких структурах возбуждаются квазирезонансные моды (Рис. 3). При попадании частоты оптически активных в Γ -точке квазирезонансных мод в полосу ФЛ КТ происходит многократное усиление ее интенсивности на соответствующих частотах. Оптически неактивные в Γ -точке квазирезонансные моды также видны в спектрах ФЛ благодаря 12° апертуре собирающей линзы. Соответствующие максимумы в спектрах ФЛ характеризуются высокой добротностью.

Работа поддержана РФФИ (проект #19-72-10011).

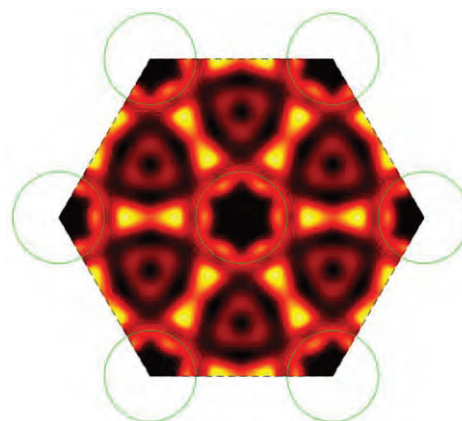


Рис. 3. Распределение интенсивности электрического поля в ФК слое в квазирезонансной моде с энергией $809.5 - 0.0051i$ мэВ

Литература

1. David, A., Benisty, H., Weisbuch, C. // Reports on Progress in Physics, 75(12), 126501(2012).
2. Stepikhova, M.V., Novikov, A.V., Yablonskiy, et al. // Semiconductor Science and Technology, 34(2), 024003 (2019).
3. Dyakov, S.A., Zhigunov, D.M., Marinins, A., et al. // Scientific reports, 8(1), 4911 (2018).
4. Tikhodeev, S.G., Yablonskii, A.L., Muljarov, E.A. et al. // Physical Review B, 66, 045102 (2002).

Инверсный спиновый эффект Холла и анизотропный магнитно-резистивный эффект в $\text{Py}/\text{n-Si:Bi}$, индуцированные ФМР

А.А. Ежевский¹, Д.В. Гусейнов¹, А.В. Сухоруков¹, А.Г. Горшкова¹, А.В. Новиков²,
Д.В. Юрасов², Н.С. Гусев²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

³ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*ezhevski@phys.unn.ru

Исследовался инверсный спиновый эффект Холла (ISHE) в n-Si , возникающий в результате рассеяния на спин-орбитальном потенциале Bi , спин-поляризованных с помощью ФМР в слое пермаллоя, нанесенном на Si , электронов проводимости. Были рассмотрены дополнительные эффекты, такие как аномальный эффект Холла и анизотропное магнитосопротивление, которые сопоставлялись с ISHE. Из измерений угловых зависимостей ISHE при вращении магнитного поля в плоскости слоя (010) выявлена их зависимость от ориентации долин проводимости Si относительно направления магнитного поля и намагниченности.

Введение

Легирование Si тяжелым донором V группы, приводит к сильному спиновому рассеянию электрона проводимости на спин-орбитальном потенциале (СОП), вносимом донором. Таким образом можно управлять спин-орбитальным вкладом в рассеяние как с переворотом спина, так и без переворота, что может быть использовано для генерации и детектированию спиновых токов.

В работе наблюдался инверсный спиновый эффект Холла (ISHE) в Si n -типа, когда электроны проводимости, спин-поляризованные ферромагнитным резонансом в слое пермаллоя (Py), нанесенном на Si структуру, рассеиваются на СОП висмута (Рис. 1). Ранее ISHE был исследован в p-Si исследовали при рассеянии дырок на решеточном СОП [1]. Поскольку величина ISHE для Si n -типа невелика, были рассмотрены дополнительные эффекты, такие как аномальный эффект Холла (АНЕ) и анизотроп-

ное магнитосопротивление (AMR), и сопоставлены с ISHE.

Методика эксперимента

На рис. 1а представлено схематическое изображение исследованных образцов и конфигурации эксперимента, при котором статическое магнитное поле лежало в плоскости структуры, а микроволновое было направлено по нормали к ней. Для такой конфигурации магнитных полей и намагниченности можно пренебречь вкладом аномального эффекта Холла, но с другой стороны, необходимо учитывать поперечную часть анизотропного магнитосопротивления в пермаллое, которая известна как планарный эффект Холла (PHE) [2]. Как было предложено в [2], единственным способом выявления различия сигналов ISHE и PHE является детальное исследование угловых зависимостей сигналов от направления магнитного поля.

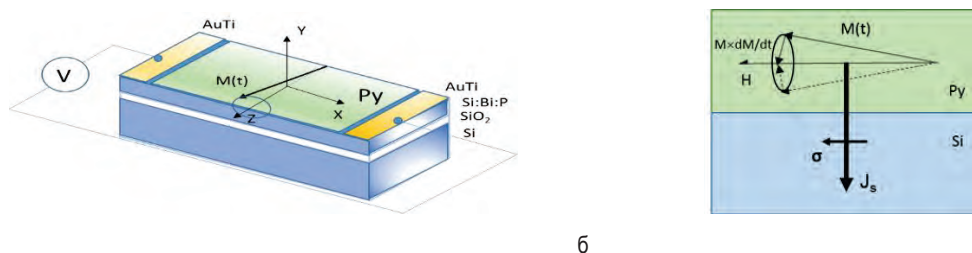


Рис. 1. а- Структуры $\text{Py}/\text{n-Si:Bi}$ для исследования ISHE. Прецессия вектора намагниченности $M(t)$ ферромагнитного слоя Py индуцирует спиновый ток в соседнем n-Si:Bi слое; б - схематическая иллюстрация инжекции спинового тока. Затухание прецессии намагниченности, пропорциональное $M \times dM/dt$, создает чистый спиновый ток. Средняя по времени величина $M \times dM/dt$ генерирует постоянный спиновый ток J_s , несущий вектор спиновой поляризации

Структуры, для исследования были получены по методике, описанной ранее в [3]. Как и в [3] для создания спинового тока в слое n-Si, легированного Bi, применялся метод спиновой «накачки». Измерения проводились при комнатной температуре.

Для кремния как многодолинного полупроводника рассеяние спинов на спин-орбитальном потенциале, индуцированном мелким донором в материале

n-типа, может зависеть от ориентации осей долин относительно направления магнитного поля и намагниченности. С учетом этого были изготовлены и исследованы структуры с различной их ориентацией относительно кристаллографических осей. Структура 1 вырезалась вдоль оси [101], структура 2 – вдоль [001].

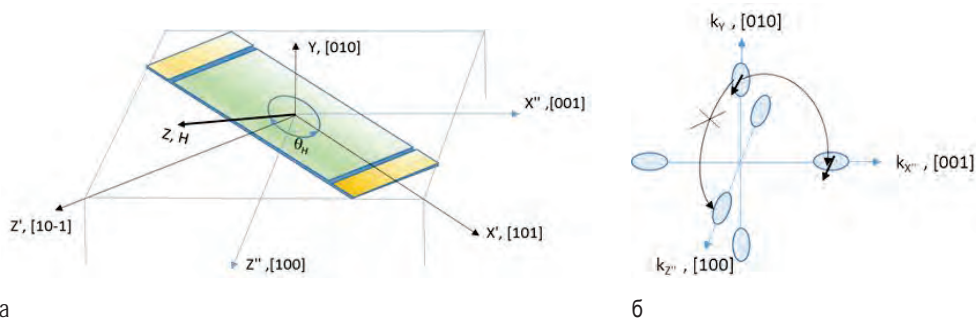


Рис. 2. Структура $Pu / n\text{-Si: Bi}$, вырезанная вдоль [101] оси кристалла – а; б - разрешенные переходы из долины Y в X'' в спиновом эффекте Холла (с сохранением спина), когда намагиченность ортогональна к главным осям долин Y и X'' , и запрещенные переходы из долины Y в Z''

Результаты и обсуждение

Были измерены угловые зависимости напряжения V при вращении магнитного поля в плоскости слоя (010). Для структуры 1 зависимость имела максимум, когда угол между магнитным полем и осью Z (\perp оси чипа [3]) составляет $\theta = 45^\circ$, и сигнал не был обнаружен, когда направление H было вдоль оси Z .

Для структуры 2 сигнал наблюдался для обеих ориентаций поля. Полученные зависимости хорошо описывались суммой сигналов от ISHE и PHE, где для структуры 1: $V_{ISHE} = a_1 \sin\theta \sin 2\theta$, $V_{PHE} = b_1 \sin 2\theta$, $a_1/b_1=1$, а для структуры 2: $V_{ISHE} = a_2 \sin\theta \cos 2\theta$, $V_{PHE} = b_2 \sin 2\theta$, $a_2/b_2=2/5$. Оценки значений ISHE и PHE показали существенность вклада спин-орбитального взаимодействия от слоя n-Si:Bi.

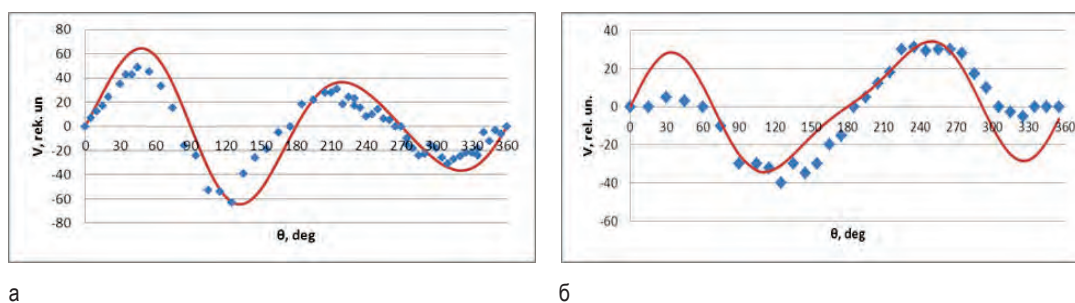


Рис. 3. Угловые зависимости измеренного напряжения, содержащие вклады PHE и ISHE для структуры 1 $Pu/n\text{-Si:Bi}$, вырезанной вдоль [101] оси кристалла – а и вдоль оси [001] (структура 2) – б. Точки - экспериментальные данные; расчетные зависимости - линии ($V = V_{ISHE} + V_{PHE}$)

Авторы выражают благодарность А.А. Фраерману и Е.А. Караштину за интерес к работе и полезные дискуссии. Работа поддержана грантами РФФ №16-12-10340 и РФФИ 18-03-00235-а.

Литература

1. K. Ando and E. Saitoh, Nat. Commun. **3**, 629 (2012). M. Harder, Y. Gui, C.M. Hu. Physics

Reports Volume 661, 23 November 2016, Pages 1-59

2. M. Harder, Y. Gui, C.M. Hu. Physics Reports Volume 661, 23 November 2016, Pages 1-59
3. А.А. Ежевский, и др. XXIII международный симпозиум "Нанозифика и нанозлектроника" 2019, Т 1, С. 195-196.

Поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$

А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, Е.А. Матвеева, Н.В. Абросимов

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Leibniz Institute for Crystal Growth, 2 Max-Born str., Berlin, D-12489, Germany.

*ezhevski@phys.unn.ru.

Исследовано поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%). Обнаружено, что изменение содержания германия в диапазоне ($x=0.0039\div 0.05$) в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ приводит к образованию доноров лития с различной локальной симметрией.

Введение

Донорный центр лития в кремнии [1] и его сплавах с германием интересен тем, что, встраиваясь в междоузлие, он обладает инверсной по сравнению с традиционными мелкими донорами структурой основного состояния. Литий в решетке подвижен даже при невысоких температурах, поэтому в SiGe может легко находить энергетически наиболее выгодные места и в зависимости от содержания германия его электронная структура основного донорного состояния может меняться. В работе исследовано поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, ($x=0.0039-0.05$), обогащенных бесспиновыми изо-

топами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%) методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Методика эксперимента

Монокристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ были получены методом Чохральского (Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany). Была получена серия образцов с разным содержанием германия и донорной примеси лития и фосфора, обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%). Легирование литием проводилось диффузией при 300°C в течение 30 мин и фосфором - в процессе роста. Спектры ЭПР исследовались на спектрометре Bruker-EMXplus-10/12 X-диапазона в интервале $T=3.5-30\text{K}$ (частота 9,6 ГГц).

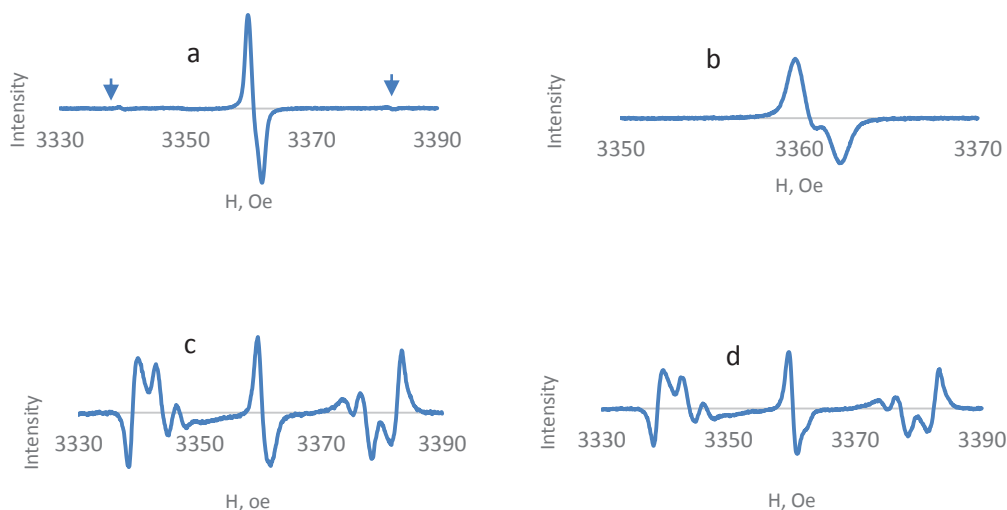
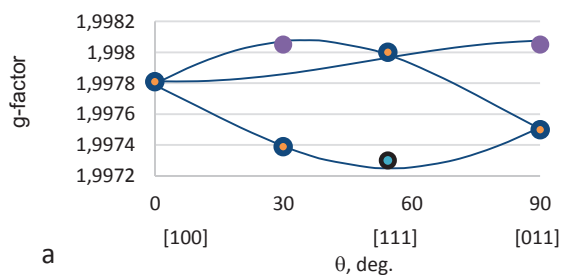


Рис. 1. а – производные сигнала поглощения спектра ЭПР в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Li}$, $x=0.0037$, $\theta=0$ ($\text{H}||[100]$). Стрелками показаны положения линий фосфора в нелегированном при росте кристалле, расщепленных СТВ. б – тоже, при $\theta=90$ ($\text{H}||[011]$). в – производные сигнала поглощения спектра ЭПР в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Li}$, $x=0.011$, $\theta=0$ ($\text{H}||[100]$). д – тоже, при $\theta=90$ ($\text{H}||[011]$)

Результаты и обсуждение

Обогащение кремния [1] бесспиновым изотопом приводит к существенному сужению линий ЭПР электронов, локализованных на донорах. Такого же эффекта можно ожидать и в сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, избавляясь от изотопов ^{29}Si и ^{73}Ge . Однако уширение линий ЭПР донорных электронов за счет случайных деформаций, создаваемых растворенными атомами германия в кремнии, может создать конкуренцию уширению магнитными ядрами. Тем не менее, в изотопно-чистых монокристаллах при $x=0.0039$; 0.011 ; 0.029 наблюдались более узкие линии спектров ЭПР лития по сравнению с аналогичными кристаллами с природной композицией изотопов кремния и германия. Это позволило наблюдать спектры с разрешенной тонкой структурой



рой (Рис.1) и идентифицировать доноры лития, отличающиеся локальной симметрией в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при x более и менее 1%. Анализ спектров показал, что при $x=0.39\%$ донорный центр лития обладает аксиальной (тригональной) симметрией с главной осью тензора $g \parallel [111]$ ($g=1.9973$) (Рис. 2 а). Однако, он не связан с известным в кремнии центром LiO [1] из-за сильного отличия параметров этих спектров. При $x \geq 1\%$ наблюдался спектр, соответствующий тетрагональной симметрии g-тензора с $g[100]=1.9979$ $g[011]=1.9973$ (Рис. 2 б). Такая симметрия наблюдалась для лития в чистом кремнии [1,2]. Характерным является то, что все g-факторы оказываются меньше g-фактора свободного электрона, как и должно быть для мелких доноров в кремнии, и сдвигаются в случае $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ сплавов в сторону меньших значений с ростом x .

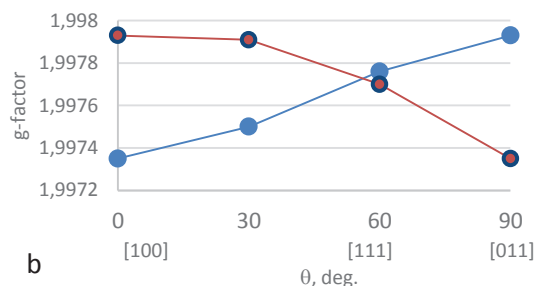


Рис. 2. а – угловые зависимости линий сигнала поглощения спектра ЭПР в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x:\text{Li}$, $x=0.0037$, б - тоже для $x=0.011$

Изменение локальной симметрии лития при изменении x ($1\% > x > 1\%$), по-видимому, связано тем, что при $x < 1\%$ ($x=0.0037$ и 0.0039 в нелегированном при росте кристалле и легированном фосфором, соответственно), когда средняя концентрация германия недостаточна для перекрытия его волновых функций, германий в объеме ведет себя как изолированный атом примеси, образуя с литием комплексы тригональной симметрии. При $x > 1\%$, волновые функции германия перекрываются и в формировании структуры основного состояния лития участвуют в большей мере долины, приводя к тетрагональной локальной симметрии.

Таким образом, совокупность полученных результатов свидетельствует о том, что в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ донорный центр лития является хорошим свидетелем локальных перестроек при изменении содержания германия.

Работы выполнены при поддержке гранта РФФИ 18-03-00235-а.

Литература

1. A.A. Ezhevskii, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.V. Gusev, *Physica B: Condensed Matter*. 404 (2009) 5063–6065.
2. A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, N.V. Abrosimov, H. Riemann, *FTP*. 46 (2012) 1468-1474.
3. A.A. Ezhevskii, S.A. Popkov, A.V. Soukhorukov, D.V. Guseinov, A.A. Konakov, N.V. Abrosimov, H. Riemann, *Diffusion and Defect Data Pt.B: Solid State Phenomena* 205-206 PP. 191 - 200 (2014).

Поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$

А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, А.В. Сухоруков, Е.А. Матвеева, Н.В. Абросимов

1 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Leibniz Institute for Crystal Growth, 2 Max-Born str., Berlin, D-12489, Germany.

*ezhevski@phys.unn.ru.

Исследовано поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах ($x=0.0039\pm 0.05$), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%). Неоднородное распределение германия в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, приводит к образованию как минимум четырех типов доноров с различными константами СТВ и временами T_1 .

Введение

Совместимость с современной CMOS технологией, слабое спин-орбитальное взаимодействие и большие времена спиновой релаксации, делают кремний и твердый раствор SiGe перспективными материалами для квантовых компьютеров. Поскольку слои $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ применяются для формирования кремниевой квантовой ямы и индуцированных квантовых точек, и предполагается, что эти слои однородны, то представляется необходимым знать, как неоднородность может влиять на электронные состояния, поскольку возможно проникновение волновых функций электронов в смежные слои. В работе исследовано поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, ($x=0.0039-0.05$), обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%) методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Методика эксперимента

Монокристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ были получены методом Чохральского (Leibniz Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany) Легирование фосфором производилось в процессе роста. Была получена серия образцов с разным содержанием германия и донорной примеси, обогащенных бесспиновыми изотопами ^{28}Si (99.998%) и ^{72}Ge (99.984%). Спектры ЭПР исследовались на спектрометре Bruker-EMXplus-10/12 X-диапазона в интервале $T=3.5-30\text{K}$ (частота 9,6 ГГц).

Результаты и обсуждение

Несмотря на уширение линий ЭПР донорных электронов за счет случайных деформаций, создавае-

мых растворенными атомами германия в кремнии [1-3], в изотопно-чистых монокристаллах при $x=0.39; 1.2; 2.9$ ат. % наблюдались более узкие линии спектров ЭПР по сравнению с аналогичными кристаллами с природной композицией изотопов кремния и германия, что позволило наблюдать спектры с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой и идентифицировать как минимум четыре различных типа доноров фосфора в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Им соответствуют четыре пары линий со сверхтонкими константами, $a=44.4, 42.5, 33.9$ и 27.5 Эрст (Рис. 1). Значение $a=42.5$ Эрст известно как изотропная сверхтонкая константа (СТК) для фосфора в чистом монокристаллическом кремнии. Поэтому в сплаве $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ его можно отнести, как и в [1], к фосфору, в окружении которого в пределах центральной ячейки нет атомов германия. Два других типа доноров с СТК 33.9 и 27.5 Эрст следует отнести к донорам, центральная ячейка которых искажена находящимися в ее пределах атомами германия Деформации, создаваемые германием, искажают структуру A_1 основного синглетного состояния фосфора, примешивая состояния триплета и понижают плотность донорного электрона на ядре фосфора, что приводит к уменьшению константы a , вследствие уменьшения Ферми-контактного взаимодействия. Константа $a=44.4$ Эрст, свидетельствует о существовании донорных центров, у которых плотность волновой функции донорного электрона на ядре выше чем в случае неискаженной конфигурации. Поведение с температурой пары линий соответствующей такому типу донора существенно отличается от остальных. Наблюдались инвертированные по фазе линии ($a=44.4$ Эрст) при низких температурах $T<13\text{K}$ по сравнению с остальными (Рис.1). Это свидетельствовало о меньшей скорости спин-

решеточной релаксации T_1^{-1} для этого центра. Проведенные нами исследования эффектов насыщения при разных значениях микроволновой мощ-

ности при разных температурах (Рис.2), показали, что скорости T_1^{-1} возрастают по мере уменьшения констант СТВ.

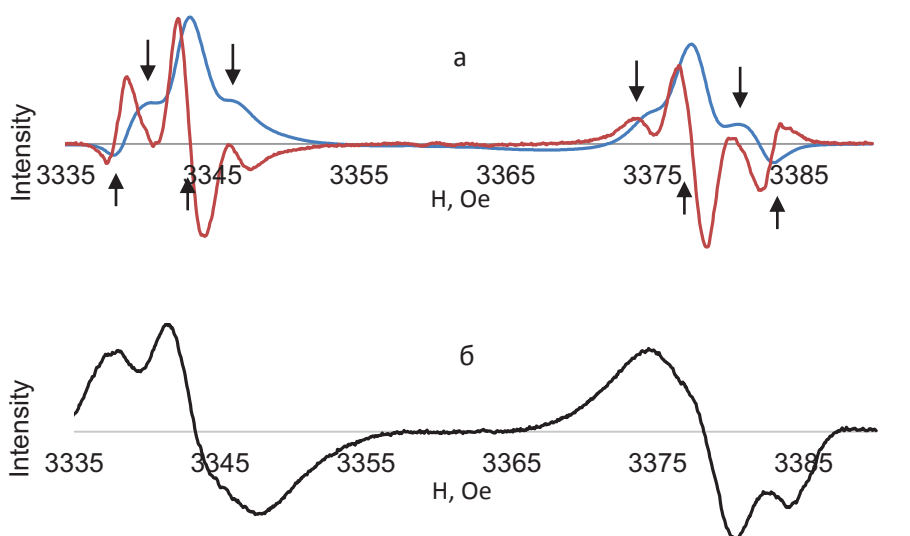


Рис. 1. а – линии сигнала поглощения и их производные спектра ЭПР в $Si_{1-x}Ge_x:P$, ($S=1/2$, $I=1/2$), $x=0.011$. Стрелками показаны положения линий, расщепленных СТВ. б - производные линий спектра ЭПР в $Si_{1-x}Ge_x:P$, ($S=1/2$, $I=1/2$), $x=0.029$

Совокупность полученных результатов свидетельствует о существенно неоднородном распределении германия в твердом растворе $Si_{1-x}Ge_x$. Однако против существования кластеров с фиксированной

плотностью германия, как было предположено в [2] говорит тот факт, что ширина линий в спектрах быстро возрастает с ростом содержания германия.

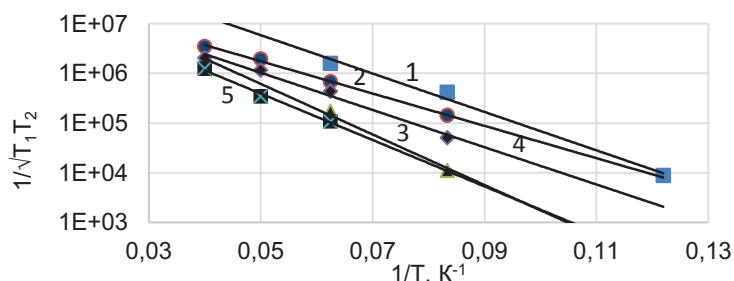


Рис. 2. Скорости спиновой релаксации $1/(T_1T_2)$ в зависимости от температуры, отражающие поведение с температурой скорости спин-решеточной релаксации $1/T_1$. 1, 2, 3 – для линий ЭПР с СТК $a= 27.5, 33.9$ и 42.5 Эрст, соответственно ($x=0.011$); 4, 5 - $a= 33.9$ и 42.5 Эрст

Поскольку слои $Si_{1-x}Ge_x$ применяются для формирования кремниевой квантовой ямы и индуцированных квантовых точек, и предполагается, что эти слои однородны, то представляется необходимым знать, как неоднородность может влиять на электронные состояния, поскольку возможно проникновение волновых функций электронов в смежные слои.

Работы выполнены при поддержке гранта РФФИ 18-03-00235-а.

Литература

1. А.А. Bugai, V.M. Maksimenko, et al. Fizika Tverdogo Tela 26,3338 (1984)
2. А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек и др. ФТП, Т. 41, В. 6, с. 687-693 (2007).
3. M. H'ohne, U. Juda, J. Wollweber, D. Schulz, J. Donecker, A. Gerhart. Mater. Sci. Forum, 196{201, 359 (1995).

Исследование движения ступеней при эпитаксии Si и Ge на поверхности Si(100)

М.Ю. Есин¹, А.И. Никифоров^{1,2}, А.С. Дерябин¹, В.А. Тимофеев¹

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

² Национальный исследовательский Томский государственный университет РАН, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

*yesinm@isp.nsc.ru

В данной работе представлены результаты исследований движения S_A и S_B ступеней в процесс молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) Si и Ge на поверхности Si(100). Изучение проведено посредством анализа поведения зависимостей интенсивностей рефлексов дифракции быстрых электронов (ДБЭ), соответствующим реконструкциям 2×1 и 1×2 . Сверхструктурную перестройку от двухдоменной к однодоменной поверхности связывают с формированием двухатомных ступеней, что происходит вследствие различных скоростей движения S_A и S_B ступеней. Представленные экспериментальные результаты указывают на то, что разность скоростей движения ступеней зависит от плотности изломов краев ступеней. Замедленное движение может происходить как S_A ступени, так и S_B ступени.

Введение

Поверхность Si(100) привлекает фундаментальный интерес в качестве платформы для изучения моделей эпитаксиального роста. Рост на краю ступени определяется скоростью, при которой адатомы могут достичь край ступени с верхней или с нижней террасы. В свою очередь, скорости элементарных процессов зависят от потенциального энергетического рельефа поверхности, а так же от структуры краев ступеней [1,2]. Анализируя скорости движения ступеней можно определить характер встраивания адатомов в ступени [3].

Методика эксперимента

Рост проводился в установке МЛЭ «Катунь-С», оснащенной электронно-лучевыми испарителями для Si и Ge. Аналитическая часть камеры состоит из квадрупольного масс-спектрометра, кварцевого измерителя толщины и дифрактометра быстрых электронов с энергией 20 кэВ. Использовалась подложка Si(100) с отклонением $0,5^\circ$.

Результаты и обсуждение

Предварительно подложка отжигалась при температуре 900°C в течение 40 минут. При температуре подложки 600°C происходило осаждение атомов Si со скоростью роста $0,3 \text{ \AA}/\text{с}$. Проводились измерения интенсивностей сверхструктурных рефлексов открывая и закрывая заслонку, данные представлены на рисунке 1 (в правом верхнем углу на рисунке 1 показана фотография картины ДБЭ с сверхструктурной перестройкой). После открытия заслонки сверхструктурный рефлекс 2×1 стремится к макси-

муму, а 1×2 к минимуму, при этом поверхность становится однодоменной с двухслойными ступенями. После закрытия заслонки поверхность восстанавливается в двухдоменную структуру с однослойными ступенями. Переход в однодоменную поверхность происходит при осаждении более 3 монослоев. Зависимости интенсивностей при переходе, как в однодоменную, так и обратно в двухдоменную носят не линейный характер, что указывает о сложной последовательности элементарных актов. Аналогичным образом была измерена динамика интенсивностей сверхструктурных рефлексов при осаждении Ge на поверхность Si(100), данные представлены на рисунке 2 (в правом верхнем углу на рисунке 2 показана фотография картины ДБЭ с сверхструктурной перестройкой). Осаждение атомов Ge проводилось при температуре подложки 600°C со скоростью роста $0,15 \text{ \AA}/\text{с}$. После открытия заслонки интенсивности обоих сверхструктурных рефлексов 2×1 и 1×2 падает, но преодолевая 1 монослой, осажденного Ge, интенсивность отраженного луча 1×2 преобладает интенсивность отраженного луча 2×1 . На рис. 8 представлены зависимости отношения интенсивностей $I_{1 \times 2}/I_{2 \times 1}$ от количества осажденного Ge (количества монослоев) при температурах подложки 550°C и 650°C и скорости роста $0,14 \text{ \AA}/\text{с}$ и $0,17 \text{ \AA}/\text{с}$, соответственно. Обе зависимости представляют собой растущие кривые после открытия заслонки. Можно заметить, что при более высоких температурах $I_{1 \times 2}/I_{2 \times 1}$ начинает увеличиваться при меньшем количестве осажденных монослоев Ge. Максимальное отношение интенсивностей $I_{1 \times 2}/I_{2 \times 1}$, при росте Ge, меньше для зависимости при температуре 650°C , чем для 550°C .

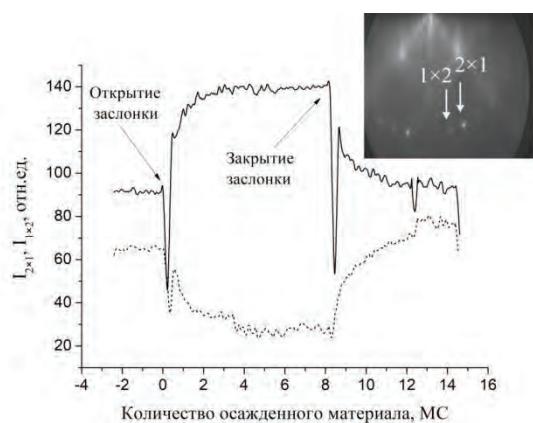


Рис. 1. Зависимости максимумов интенсивностей $I_{2\times 1}$ (сплошная линия) и $I_{1\times 2}$ (пунктирная линия) от количества осажденных монослоев Si

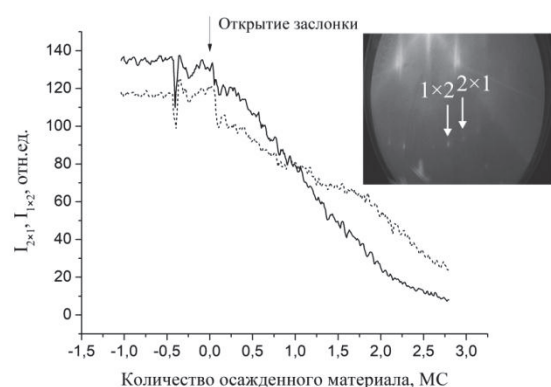


Рис. 2. Зависимости максимумов интенсивностей $I_{2\times 1}$ (сплошная линия) и $I_{1\times 2}$ (пунктирная линия) от количества осажденных монослоев Ge

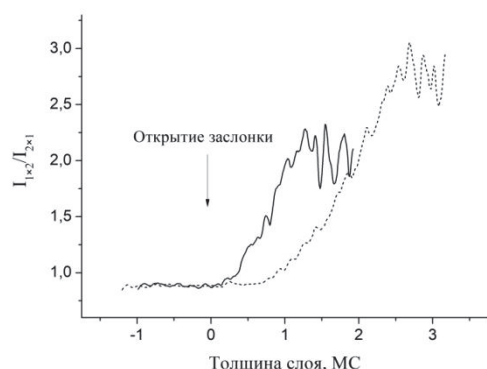


Рис. 3. Зависимости отношения интенсивностей $I_{1\times 2}/I_{2\times 1}$ от количества осажденных монослоев Ge. Сплошная линия – 650°C, пунктирная линия – 550°C

Известно, что при эпитаксии Si на Si(100) S_B ступени двигаются быстрее, чем S_A ступени [4]. При условии длинных гладких (без изломов) участков края S_A ступени, рост, вероятно, будет определяться величинами энергетических барьеров на краях ступеней.

Переход от однодоменной поверхности (2×1) к однодоменной поверхности (1×2) при осаждении Ge, по-видимому, связан с изменением структуры монокристаллических S_A и S_B ступеней. А именно, шероховатая (на чистой поверхности Si) S_B ступень, при осаждении Ge, становится гладкой, а гладкая S_A ступень – шероховатой. Данный эффект наблюдался с помощью СТМ в работе [5] и объясняется влиянием реконструкции $2\times n$ смачивающего слоя Ge на формирование изломов на ступенях [6].

Рост $I_{1\times 2}/I_{2\times 1}$ при меньшем количестве монослоев Ge с увеличением температуры, возможно, связан с более быстрой диффузией и более активным встраиванием атомов Ge в ступень.

Заключение

Сравнительный анализ поведения дифракционных рефлексов показал, что при росте Si и Ge на начальных стадиях формируются разные доминирующие террасы на поверхности. Это возможно означает, что замедленное движение может происходить как S_A ступени, так и S_B ступени.

Авторы выражают благодарность доктору Ю.Ю. Эрвье за его ценный обмен мнениями и интересные идеи.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 19-42-543010.

Литература

1. C. Roland, G.H. Gilmer // *Phys. Rev. B*, V. 46, 13428 (1992).
2. C. Roland, G.H. Gilmer // *Phys. Rev. B*, V. 46, 13437 (1992).
3. W. Hong, Z. Zhang, Z. Suo // *Phys. Rev. B*, V. 74, 235318 (2006).
4. Aizaki, T. Tatsumi // *Surf. Sci.*, V. 174, 658 (1986).
5. F. Wu, X. Chen, Zh. Zhang *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, V. 74, 574 (1995).
6. G. M. Dalpian, Antônio J. R. da Silva *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 70, 193306 (2004).

Расчёт волновых функций резонансных состояний вакансий ртути в узкозонных твердых растворах HgCdTe

М.С. Жолудев^{1,*}, Н.С. Куликов¹, Д.В. Козлов¹, С.В. Морозов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*zholudev@ipmras.ru

Разработан метод расчёта волновых функций электрона в зоне проводимости в узкозонных твёрдых растворах HgCdTe с учётом поля двухвалентного акцептора. Вычислены энергии и волновые функции резонансных состояний вакансий ртути в бесщелевом твёрдом растворе HgCdTe.

Введение

Узкозонные полупроводниковые структуры на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обладают большим потенциалом для создания длинноволновых приёмников и источников. В частности, недавно в них было получено стимулированное излучение на длинах волн до 20 мкм [1]. Одной из проблем при создании оптоэлектронных приборов дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на основе узкозонных структур является существенное влияние примесно-дефектных центров на энергетический спектр образцов [2]. В настоящий момент большинство работ посвящено изучению дискретного спектра примесно-дефектных центров, в то время как создаваемые ими особенности в непрерывном спектре (резонансные состояния) мало изучены.

Данная работа посвящена разработке метода для расчёта волновых функций носителей заряда в узкозонных твёрдых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области непрерывного спектра с учётом влияния поля многозарядных примесно-дефектных центров.

Методика расчёта

Мы рассматривали систему, состоящую из однородного твёрдого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и заряженно-го центра. Расчёт проводился в приближении огибающих функций с шестью базисными функциями, имеющими симметрию Γ_6 и Γ_8 . Гамильтониан был выбран в виде суммы сферически-симметричного гамильтониана Кейна 6×6 [3] и энергии кулоновского взаимодействия с дефектом. В качестве потенциала дефекта использовался экранированный кулоновский потенциал двухзарядного акцептора с теми же параметрами, что и в работе [2]. Каждое состояние электрона в зоне проводимости характе-

ризовалось четырьмя квантовыми числами: $|J, M, L, E\rangle$, где J – полный угловой момент, M – его проекция на ось z , $L = J \pm 1/2$ – орбитальный момент огибающей при базисной функции с симметрией Γ_6 , а E – энергия состояния.

Сферическая симметрия системы позволила аналогично [4, 5] свести задачу вычисления волновой функции к решению системы дифференциальных уравнений для функций, зависящих только от расстояния до заряженного центра r . Решения этой системы вычислялись приближённо для малых r (менее 0.1 нм) с помощью обобщённого метода Фробениуса [6], а затем использовались для задания начальных условий при численном решении уравнений методом Рунге-Кутты-Фельберга в интервале от 0.1 до 200 нм. При больших значениях r потенциал дефекта считался равным нулю и радиальные функции аппроксимировались линейными комбинациями сферических функций Бесселя. Линейная комбинация начальных условий выбиралась с помощью метода стрельбы таким образом, чтобы решение не было экспоненциально растущим при $r \rightarrow \infty$. Полученные волновые функции были нормированы на дельта-функцию от энергии.

Результаты и обсуждение

В данной работе рассматривается бесщелевой полупроводник $\text{Hg}_{0.832}\text{Cd}_{0.168}\text{Te}$, так как количество резонансных состояний в его зоне проводимости будет наибольшим. Результаты расчёта волновых функций в зоне проводимости $\text{Hg}_{0.832}\text{Cd}_{0.168}\text{Te}$ приведены на рис. 1. На этом графике хорошо видны как основное, так и возбуждённые резонансные состояния, причём у возбуждённых состояний наблюдаются характерные узлы.

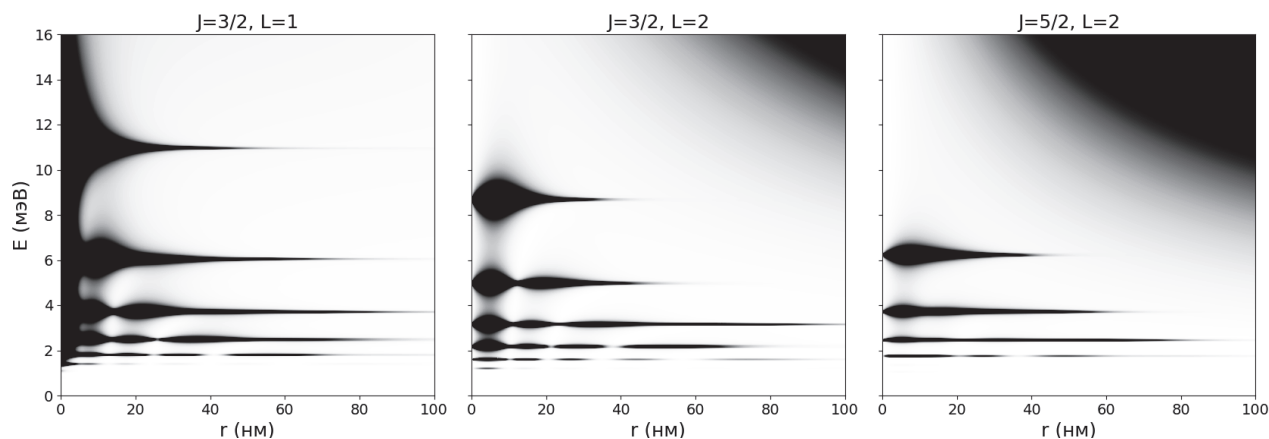


Рис. 1. Рассчитанная зависимость плотности вероятности обнаружения электрона в зоне проводимости от энергии и расстояния до двухвалентного акцептора. Расчёты выполнены для бесщелевого полупроводника $\text{Hg}_{0.832}\text{Cd}_{0.168}\text{Te}$. Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны. Значение плотности вероятности усреднено по углам

Энергии резонансных состояний, полученные из анализа рис. 1 приведены в таблице 1. Отметим, что при $J=1/2$ резонансные состояния акцепторов не возникают. Действительно, энергия состояний акцептора примерно пропорциональна эффективной массе дырок, а при таких значениях углового момента состояния акцептора формируются за счёт зоны лёгких дырок. В узкозонных твёрдых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ закон дисперсии лёгких дырок и электронов аналогичен релятивистскому (дираковскому), при котором масса носителей пропорциональна ширине запрещённой зоны. Таким образом, энергия ионизации состояний акцептора с $J=1/2$ в бесщелевом материале равна нулю.

Таблица 1. Энергии резонансных состояний (мэВ) для бесщелевого твёрдого раствора КРТ.

J	$3/2$	$3/2$	$5/2$
L	1	2	2
E_0	10.9	8.6	6.2
E_1	6.0	4.9	3.7
E_2	3.7	3.1	2.4
E_3	2.4	2.1	1.7
E_4	1.8	1.6	-
E_5	1.3	1.1	-

Следует заметить, что все приведённые резонансные состояния являются одночастичными. образо-

вание двухчастичных резонансных состояний возможно только когда ширина запрещённой зоны превышает энергию связи самого глубокого одночастичного состояния (т.е. около 11 мэВ).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-00128).

Литература

1. В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков *и др.* // ФТП, V. 52, 1263 (2018).
2. V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S V Morozov *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 32, 095007 (2017).
3. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов *и др.* // Письма в ЖЭТФ, V. 154, 1226 (2018).
4. A. Baldereschi and N. O. Lipari // Physical Review B, V. 8, 2697 (1973).
5. E. P. Pokatilov, V. A. Fonoberov, V. M. Fomin and J. T. Devreese // Physical Review B, V. 64, 245328 (2001).
6. M. Barkatou, T. Cluzeau, and C. El Bacha, in Proc. of Mathematical Theory of Networks and Systems, Budapest, Hungary, July 2010.

Перестройка спектра терагерцового стимулированного излучения при внутрицентровом возбуждении одноосно деформированного Si:Bi

Р.Х. Жукавин^{1,*}, С.Г. Павлов², А. Pohl³, К.А. Ковалевский¹, В.В. Цыпленков¹, N. Deßmann⁵, Н.В. Абросимов⁴, Н. Riemann⁴, Н.-W. Hübers^{2,3}, В.Н. Шастин¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, Россия, 607680.

2 Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, Berlin, Germany, 12489.

3 Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin Newtonstr. 15, Berlin, Germany, 12489.

4 Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ) Max-Born-Str. 2, Berlin, Germany, 12489.

5 FELIX Laboratory, Radboud University Nijmegen, Toernooiveld 7c, Nijmegen, The Netherlands, 6525 ED.

*zhur@ipmras.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований эффекта стимулированного излучения в терагерцовом диапазоне частот при оптическом внутрицентровом возбуждении кремния, легированного висмутом, в условиях одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001]. Показано, что наибольшая эффективность накачки достигается для случая резонансного возбуждения верхних или нижних компонент уровней примесного центра $2p_0$ и $2p_{\pm}$. В спектре излучения наблюдаются частоты, соответствующие переходам из компонент $2p$ уровней в состояния $1s(B_1)$ и $1s(A_1^{\text{upper}})$.

Введение

Кремний, легированный донорами пятой группы, как активная среда для терагерцового диапазона частот при оптическом возбуждении, исследуется уже достаточно давно [1]. Как было ранее показано, в случае, если энергия кванта возбуждения не превосходит энергию ионизации донора, в такой системе могут быть реализованы два механизма, приводящие к стимулированному излучению: инверсия населенности и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). В данной работе в качестве активной примеси был выбран висмут, имеющий энергию ионизации около 71 мэВ и активный КР переход с энергией около 40 мэВ, определяемый разностью энергий между состояниями $1s(A_1)$ и $1s(E)$ [2]. Ранее было показано, что одноосная деформация до 2 кбар при фотоионизации доноров висмута не приводит к заметному изменению частоты генерации, за исключением тонкой перестройки по причине изменения спин-орбитального взаимодействия состояний $1s$ [1]. При внутрицентральной накачке было продемонстрировано, что в случае нерезонансного возбуждения в системе развивается вынужденное комбинационное рассеяние, а резонансное возбуждение может приводить как к развитию генерации на основе инверсионного механизма, так и резонансного ВКР, и оба механизма могут конкурировать между собой [3]. В данной работе исследуется

возможность использования одноосного давления для перестройки спектра излучения кремниевых терагерцовых лазеров на примесных переходах.

Эксперимент

Легирование исходного кремния БЗП, производилось методом с пьедестала [4]. Концентрация висмута составляла порядка $N_D \sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Образцы были вырезаны в форме прямоугольного параллелепипеда $(7 \times 5) \times 2 \div 3 \text{ мм}^3$ с длинной стороной вдоль направления [001] и "оптическим" качеством полировки граней для формирования высокодобротного резонатора. Эксперимент по наблюдению лазерного эффекта проводился с использованием пользовательской станции лазера на свободных электронах FELIX (Radboud University, The Netherlands). Импульсы накачки представляют собой макроимпульсы длительностью 6 мкс, следующие с частотой 10 Гц. Каждый макроимпульс состоит из микроимпульсов длительностью порядка 10 пс мощностью до 10 МВт, разделенных временным интервалом 1 нс. Образцы в специальной вставке, позволяющей приложение давления [3], погружались в транспортный гелиевый сосуд Дьюара. Производилось измерение спектра возбуждения Si:Bi и спектра излучения при различных значениях давления. Спектр излучения измерялся с помощью Фурье-интерферометра со спектральным разрешением до

0.5 см^{-1} и сопряженного с фотодетектором Ge:Ga (полоса чувствительности с учетом фильтра на основе кристаллического кварца составляла 40-120 мкм).

Результаты

Проведенные эксперименты позволили обнаружить выходное излучение, имеющее пороговую зависимость от интенсивности накачки, что подтверждает его вынужденный характер. На Рисунке 1 представлены спектры возбуждения Si:Bi при внутри-центровом возбуждении при различных величинах одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001]. Как показывает сравнение с рассчитанным положением компонент уровней висмута, наблюдаемые пики соответствуют накачке верхних и нижних компонент уровней $2p_0$ и $2p_{\pm}$.

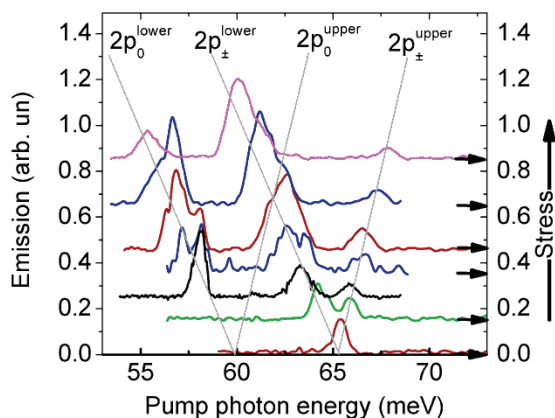


Рис. 1. Спектры возбуждения (зависимости выходной интенсивности от частоты возбуждения) донора висмута в кремнии при различных величинах одноосного давления вдоль кристаллографического направления [001]

Проведено измерение спектров излучения при фиксированных частотах возбуждения и величинах давления. На Рисунке 2 показан результат сравнения частот излучения при различных величинах давления с рассчитанными частотами переходов из компонент уровней $2p_0$ и $2p_{\pm}$ в состояния $1s$. В спектре можно выделить частоты, соответствующие переходам, энергия которых не изменяется с изменением давления. К таким переходам относятся переходы из $2p_0$ и $2p_{\pm}$ в компоненты состояний $1s(T_2)$ и $1s(B_1)$, причем в последнем случае речь может идти только о верхних долинах. Кроме того, наблюдаются две линии, которые перестраиваются давлением и соответствуют переходам из нижних

компонент $2p_0$ и $2p_{\pm}$ в $1s(A_1^{\text{upper}})$. Таким образом, показано, что одноосное давление может рассматриваться как способ перестройки частоты излучения в кремниевых примесных лазерах.

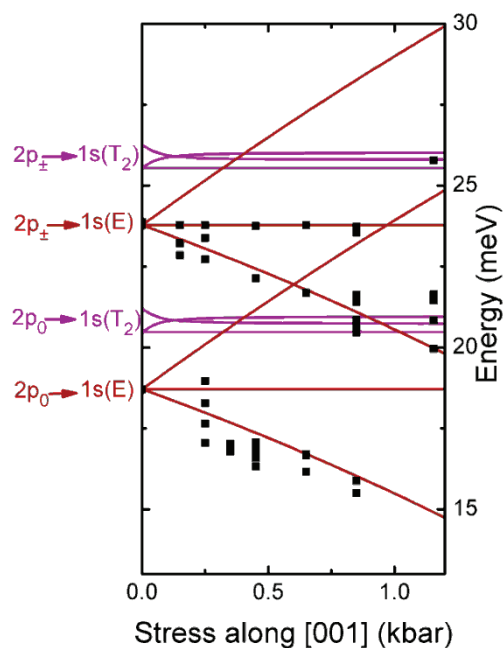


Рис. 2. Сравнение частот излучения Si:Bi с рассчитанными энергиями переходов из различных компонент уровней $2p$ в отщепленные уровни $1s$ в зависимости от величины приложенного давления вдоль кристаллографического направления [001]

Работа поддержана в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (19-02-00979) и совместного российско-германского проекта (389056032 и 18-502-12077-ННИО).

Литература

1. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, H.-W. Hübers // *Physical Status Solidi (b)*, V. 250, 9 (2013).
2. S. G. Pavlov, N. Deßmann, B. Redlich *et al.* // *Physical Review X*, V. 8, 041003 (2018).
3. R. Kh. Zhukavin, V. V. Tsyplenkov, K. A. Kovalevsky, V. N. Shastin *et al.* // *Applied Physical Letters*, V. 90, 051101 (2007).
4. H. Riemann, N. Abrosimov, N. Nötzel. // *ECS Transactions*, V. 3, 53 (2006).

Влияние потенциала рассеяния носителей заряда на радиационных дефектах на изменение подвижности в GaAs короткоканальных транзисторных структурах после нейтронного воздействия

И.Ю. Забавичев^{1,*}, К.А. Насеткин¹, А.С. Пузанов¹, С.В. Оболенский¹, В.А. Козлов²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*zabavichev.rf@gmail.com

Исследовано влияние потенциала рассеяния носителей заряда на радиационных дефектах на изменение подвижности в GaAs короткоканальных транзисторных структурах после нейтронного воздействия. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными позволило уточнить потенциал рассеяния на кластерах радиационных дефектов

Введение

Подвижность носителей заряда в полупроводниковых материалах определяется на микроскопическом уровне формой потенциала рассеяния носителей заряда на несовершенствах кристаллической решетки: акустических и оптических фонах, а также атомах легирующей примеси. После радиационного воздействия появляется дополнительный механизм, связанный с рассеянием носителей заряда на кластерах радиационных дефектов (КРД), возникающих при воздействии нейтронов и тяжелых заряженных частиц. При использовании метода Монте-Карло для анализа переноса носителей заряда в полупроводниковых короткоканальных транзисторных структурах зависимость частоты рассеяния от уровней радиационного воздействия полностью определяется моделью потенциала рассеяния на радиационных дефектах. Таким образом, корректный выбор потенциала рассеяния существенным образом определяет точность оценки радиационной стойкости перспективных изделий микро- и наноэлектроники.

Математическая модель

Расчеты частот рассеяния основаны на сферической модели твердого тела [1] и включает в себя расчет полного сечений рассеяния σ_c с помощью выражений (1) и (2)

$$f(\theta) = -2m_e \hbar^{-2} \int_0^\infty \sin(2k \sin(\theta/2)r) r^2 U(r) (2k \sin(\theta/2)r)^{-1} dr \quad (1)$$

$$\sigma_c = 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin(\theta) d\theta. \quad (2)$$

Полное сечение рассеяния вместе с концентрацией рассеивающих центров N_{cl} и скоростью подвижных носителей заряда v определяют частоту рассеяния λ в зависимости от энергии носителей заряда W в соответствии с выражением (3)

$$\lambda(W) = N_{cl} \cdot \sigma_c(W) \cdot v(W). \quad (3)$$

Для оценки концентрации рассеивающих центров использовался подход [2], основанный на использовании усреднённого сечения взаимодействия нейтронов σ_n с атомами вещества:

$$N_{cl} = \sigma_n \cdot N_a \cdot F_n \quad (4)$$

где N_a – концентрация атомов вещества, F_n – поток нейтронов. В данной работе в качестве потенциалов рассеяния для расчетов изменения подвижности носителей заряда были выбраны потенциал «жесткой сердцевины» [3], потенциал Флеминга [4] и потенциал Госсика [5].

Результаты расчетов и их обсуждение

На рисунке 1 представлены результаты расчетов частот рассеяния носителей заряда для потенциалов «жесткой сердцевины», Флеминга и Госсика для концентрации рассеивающих центров N_{cl} равной 10^{14} см^{-3} ($F_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и размеров кластеров радиационных дефектов 11 нм [6].

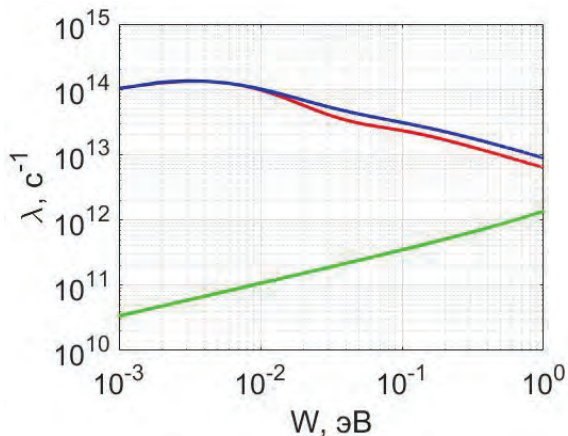


Рис. 1. Зависимости частот рассеяния λ на кластерах радиационных дефектов от энергии носителей заряда W : — потенциал «жесткой сердцевины», — потенциал Флеминга, — потенциал Госсика

Расчитанные зависимости частот рассеяния от энергии носителей заряда использовались для моделирования изменения подвижности в GaAs образцах и последующего сравнения с экспериментальными данными о деградации подвижности при различных уровнях воздействия потока мгновенных нейтронов спектра деления [7], результаты которого представлены на рисунке 2. При расчетах концентрация донорной примеси равнялась 10^{18} см^{-3} , что соответствует уровням легирования рабочей области современных короткоканальных GaAs транзисторных структур.

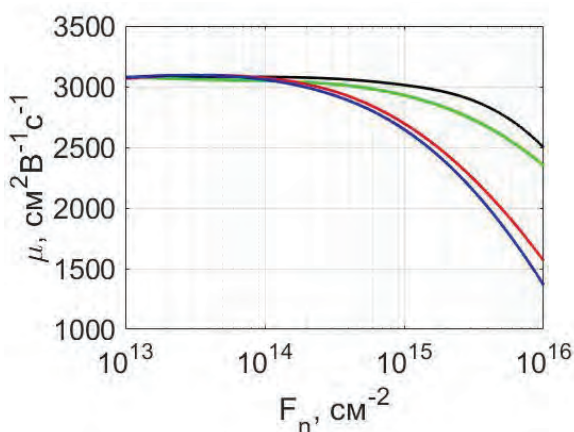


Рис. 2. Подвижность носителей заряда в зависимости от значения потока мгновенных нейтронов спектра деления: — экспериментальные данные, — потенциал «жесткой сердцевины», — потенциал Флеминга, — потенциал Госсика

Из зависимостей, представленных на рисунке 2, следует, что все рассматриваемые потенциалы ка-

чественно единообразно описывают изменение подвижности при радиационном воздействии, однако наиболее корректных результатов удается достичь при использовании потенциала «жесткой сердцевины». Это связано с тем, что в объемном полупроводниковом материале носители заряда подчиняются распределению Максвелла по энергии, при котором большинство носителей заряда имеют сравнительно небольшую энергию и для них КРД представляет собой абсолютно непрозрачную область.

Заключение

Необходимо отметить, что при оценке деградации подвижности в приборах, где перенос в основном описывается динамикой «горячих» носителей заряда, вид функции потенциала рассеяния и внутренняя структура КРД могут играть более существенную роль.

Литература

1. С. Зеегер Физика полупроводников. – М.: Мир, 1977. – 615 с.
2. А. С. Пузанов, С. В. Оболенский, В. А. Козлов // В кн.: Научно-технический сборник «Радиационная стойкость электронных систем – Стойкость-2016» – М.: НИЯУ МИФИ, 2016, С. 69.
3. Б. А. Калинин и др. Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. М.: МИФИ, 2008. – 696 с.
4. R. M. Fleming, C. H. Seager, D. V. Lang *et al.* // J. Appl. Phys. V. 102. P. 043711 (2007).
5. V. R. Gossick // J. Appl. Phys. V. 30. № 8. P. 1214 (1959).
6. Е. В. Киселева, С. В. Оболенский // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. № 1-2. С. 46 (2004).
7. Р. Зулиг Радиационные эффекты в ИС на GaAs. / В кн. Арсенид галлия в микроэлектронике. Под ред. Айнспрука Н., Уиссмана У., М.: Мир, 1988. – 555 с.

Плазмоны и магнитоплазмоны в ограниченной двухслойной электронной системе

А.А. Заболотных^{1,*}, В.А. Волков¹

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

*zabolotnyh_andre@mail.ru

В работе теоретически рассмотрены магнитоплазменные колебания в системе, состоящей из двух параллельных двумерных (2D) электронных слоев, отличающихся размерами и концентрацией электронов. Первый слой бесконечен, а второй конечен. Особое внимание уделено случаю, когда второй слой имеет вид полосы, при этом расстояние между двумерными слоями мало по сравнению с шириной полосы. В отсутствие магнитного поля фундаментальная мода обладает бесщелевым линейным законом дисперсии. Однако интересным и отчасти неожиданным является то, что бесщелевой характер спектра сохраняется даже при включении внешнего магнитного поля, ортогонального плоскостям 2D слоёв.

Введение

Плазменные колебания или плазмоны в 2D электронных системах (ЭС) исследуются теоретически уже на протяжении нескольких десятилетий. Есть два базовых типа систем, в которых рассматривают 2D плазмоны. Первый — бесконечная 2D ЭС помещённая в вакуум; в этом случае закон дисперсии плазмонов корневой [1], а сами плазмоны иногда называют неэкранированными, в противовес плазмонам во втором типе систем. Второй тип — вблизи 2D ЭС, параллельно ей, находится бесконечная идеально проводящая плоскость, играющая роль затвора (электрода); в этом случае закон дисперсии плазмонов линейный, а плазмоны называют экранированными [2].

Недавно, были теоретически исследованы плазмоны в «промежуточном» типе систем, а именно, когда 2D ЭС бесконечная (по двум направлениям), а металлический затвор имеет вид полосы (т.е. бесконечен по одному направлению) [3]. Было получено, что в такой системе существует набор плазменных мод, локализованных около полосы и распространяющихся вдоль неё. Фундаментальная (нижняя по частоте) мода имеет необычный корневой спектр (зависимость частоты от волнового вектора вдоль полосы), сочетающий свойства экранированных и неэкранированных плазмонов. Если такую систему поместить во внешнее постоянное магнитное поле, ортогональное плоскости 2D ЭС, то фундаментальная мода станет щелевой, щель будет равна циклотронной частоте электронов в 2D ЭС. Отметим, что такие плазмоны уже были обнаружены экспериментально [4,5].

Данная работа является обобщением работы [3] на случай, когда проводимость 2D слоя в виде полосы конечна, т. е. по-сути рассматривается двухслойная система, один слой бесконечен, второй имеет вид полосы.

Спектры плазмонов

Рассмотрим систему, состоящую из двух 2D слоев; первый слой бесконечен и расположен в плоскости $z=0$, второй слой имеет вид полосы шириной W , ориентированной вдоль оси y и находящейся при $z=d$, причём $d \ll W$. Вся система помещена во внешнее постоянное магнитное поле B , ортогональное слоям. Для проводимости слоев используется модель Друде. Для простоты рассматривается чистый предел формул Друде, при котором время релаксации электронов сколь угодно большое. Задача решается в рамках классического подхода (уравнения Максвелла для самосогласованных полей плазмона, локальный закон Ома, уравнение непрерывности). По аналогии с [3] при решении задачи были использованы два разумных приближения. Первое — расстояние между слоями d мало по сравнению со всеми остальными длинами: шириной полосы, длиной волны плазмона, длиной локализации заряда около затвора. Второе приближение — частота искомого плазмона должна быть мала по сравнению с частотой «объёмных» 2D плазмонов, существующих в бесконечном слое вдали от полосы. Отметим, что при использовании этого приближения мы «теряем» «суммарную» по заряду моду, т. е. моду в которой, грубо говоря, колебания заряда в слоях происходят синфазно. Частота этой моды обычно велика, т. к. она опреде-

ляется суммарной проводимостью слоев. Далее рассматриваются только «разностные» моды, в которых заряды в слоях колеблются противофазно и таким образом экранируют друг друга.

В нулевом магнитном поле спектр фундаментальной моды плазмонов в длинноволновом пределе $|q_y W| \ll 1$ и $|q_y W| \ll 2n_1 m_2 / (n_2 m_1)$ имеет линейную асимптотику $\omega = V_{p2} |q_y|$, где q_y — волновой вектор вдоль полосы, $V_{p2} = (4\pi e^2 n_2 d / m_2)^{1/2}$ — характерная скорость экранированных плазмонов во втором слое (полосе), $n_{1,2}$, $m_{1,2}$ — электронные концентрации и эффективные массы в первом и втором 2D слоях. При переходе к случаю идеально проводящей полосы, концентрация в полосе n_2 становится сколь угодно большой, область применимости линейной асимптотики сужается, в пределе бесконечной n_2 исчезает. Помимо фундаментальной моды в спектре также присутствуют более высокие моды, они характеризуется тем, что в них плотность заряда имеет один или несколько нулей поперёк полосы. Эти моды имеют частотные щели при нулевом волновом векторе, величина щелей определяется выражениями: $\omega_N = N V_e \pi / W$, где $N=1,2,\dots$ — номер моды, $V_e = 1 / ((V_{p1})^{-2} + (V_{p2})^{-2})$ — эффективная скорость в плазмонах в двухслойной системе.

В ненулевом магнитном поле аналитическое рассмотрение показывает, что основная мода остаётся бесщелевой, в отличие от случая с идеально проводящим вторым (полоса) слоем [3], в котором в спектре основной моды появлялась частотная щель при нулевом волновом векторе равная циклотронной частоте $\omega_c = eB / (m_1 c)$. К сожалению, аналитический подход в этом случае при малых q_y не вполне точен. Поэтому нами также было выполнено численное решение уравнений, которое также показало, что фундаментальная мода в магнитном

поле остаётся бесщелевой. По всей видимости, эта мода является аналогом краевых магнитоплазмонов [6] и магнитоплазмонов в полосе [7], при наличии дополнительного бесконечного 2D слоя.

Заключение

В работе теоретически исследованы магнитоплазмоны в двухслойной электронной системе в случае, когда один слой бесконечен, а второй имеет форму полосы. Получено, что фундаментальная магнитоплазменная мода не имеет частотной щели, т. е. является аналогом краевых магнитоплазмонов и магнитоплазмонов в полосе.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ 16-12-10411.

Литература

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett., V. 18, 546 (1967).
2. А.В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 6, С. 726 (1972).
3. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov // Phys. Rev. B, V. 99, 165304 (2019).
4. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 99, 241406(R) (2019).
5. V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 100, 205405 (2019).
6. В.А. Волков, С.А. Михайлов, // Письма в ЖЭТФ, Т. 42, С. 450–453 (1985).
7. I.L. Aleiner, D. Yue, L.I. Glazman // Phys. Rev. B, V. 51, 13467 (1995).

2D магнитолазмон-поляритоны в металлическом волноводе

А.А. Заболотных^{1,*}, В.А. Волков¹

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

*zabolotnyh_andre@mail.ru

Теоретически исследованы свойства магнитолазмон-поляритонов (МПП) в идеальной двумерной (2D) электронной системе (ЭС), помещенной в металлический волновод, в постоянном внешнем магнитном поле, ортогональном плоскости 2D ЭС. Волновод состоит из двух металлических плоскостей, параллельных плоскости 2D ЭС. Получено, что волноводные эффекты не только перенормируют скорость МПП за счет экранирования межэлектронного взаимодействия, но и приводят к качественно новым особенностям спектра. Частота МПП при нулевом 2D волновом векторе не равна циклотронной частоте электронов в 2DЭС, а имеет инфракрасный сдвиг, определяемый отношением скорости экранированных плазмонов к скорости света. Этот сдвиг проявляется, например, в электромагнитном отклике 2D ЭС, находящейся вблизи изолированной металлической плоскости, играющей роль затвора.

Введение и постановка задачи

Квазистатические плазменные колебания (плазмоны) в 2D ЭС исследуются уже более полувека. В последнее время накапливается все больше новой экспериментальной информации о существенном влиянии электродинамических эффектов, обусловленных конечностью скорости света, на свойства 2D плазмонов, см., например, обзор [1]. Такие возбуждения (гибрид 2D плазмона и электромагнитной волны) называют 2D плазмон-поляритонами, а в магнитном поле — 2D магнитолазмон-поляритонами. Свойства последних в отсутствие металлических электродов в диссипативных 2D ЭС (при конечном времени релаксации) теоретически исследованы в [2]. Оказалось, что в достаточно чистых 2D ЭС магнитное поле не приводит к формированию щели в спектре МПП в отличие от квазистатических 2D МП, щель в спектре которых равна циклотронной частоте. Возникает вопрос о проявлениях циклотронного резонанса в свойствах МПП (здесь эксперимент заметно опережает теорию, см. ссылки в [1]).

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей гибридизации 2D магнитолазмонов и электромагнитных волн в простейшем металлическом волноводе, состоящем из двух металлических плоскостей, параллельных плоскости 2D ЭС. Роль волновода двойка. С одной стороны, пустой волновод формирует семейство волноводных электромагнитных мод, которые должны гибридизироваться с плазмонами. С другой стороны, стенки волновода фактически являются затворами, экранирующими межэлектронное кулоновское взаимодействие. Изучение теоретической литературы не ожи-

данно показало, что такая простая задача не имела до сих пор сколь-нибудь исчерпывающего решения даже для «чистой» 2D ЭС (при бесконечном времени электронной релаксации).

Плазмон-поляритоны и электромагнитный отклик

Рассматривается бесконечная 2D ЭС, расположенная в плоскости $z=0$. При $z=\pm d$ находятся идеально проводящие (металлические) плоскости; система помещена в постоянное магнитное поле B , направленное вдоль оси z . Стандартными электродинамическими методами несложно получить дисперсионное уравнение для спектра МПП $\omega(q)$, которое будем решать, используя модель Друде для тензора проводимости. Сконцентрируемся далее на исследовании МПП, частота которого находится вблизи циклотронной частоты $\omega_c = eB/(mc)$, здесь e , m — заряд и эффективная масса электронов в 2D ЭС. Кроме таких МПП существуют также «резонаторные» решения, частота которых при $q=0$, по грубой оценке, лежит вблизи $N\pi c/(2dk^{1/2})$, где k — диэлектрическая проницаемость среды в волноводе, c — скорость света в вакууме, номер моды $N=1, 2, 3...$ В интересующем нас пределе $\omega d/c \ll 1$ и $\omega_c d/c \ll 1$ эти высокочастотные моды не проявляются.

Получено, что в чистой системе МПП имеет щелевой спектр:

$$\omega^2 = \frac{\omega_c^2}{(1 + V^2/c^2)^2} + \frac{V^2 q^2}{1 + V^2/c^2}, \quad (1)$$

где $V^2 = 2\pi e^2 nd/(mk)$ — квадрат скорости плазмонов в экранированной [4] двумя затворами 2D ЭС, n —

2D концентрация, c^* — скорость света в среде. Отметим, что частота МПП при $q=0$ сдвинута относительно ω_c за счет релятивистского параметра $(V/c^*)^2$, который, вообще говоря, необязательно мал. Таким образом, металлический волновод приводит к восстановлению щели в спектре МПП, хотя ее величина и отличается от циклотронной. Это должно проявляться в отклике любой, вообще говоря, экранированной 2D ЭС.

Для иллюстрации рассмотрим еще более простую реализацию экранированной 2D ЭС, которая расположена при $z=0$, при $z=-d$ находится единственный затвор, вся система находится в магнитном поле, направленном вдоль оси z . Спектр МПП с точностью до численного коэффициента в выражении для скорости, совпадает с выражением (1). Из области $z>0$ на систему по нормали падает электромагнитная волна с линейной поляризацией. На рис. 1 показано поглощение такой волны в зависимости от частоты, параметры приведены в подписи к рисунку. Для простоты рассмотрим случай чистой 2D ЭС, когда время релаксации τ велико.

Сравним полученный результат с поглощением электромагнитной волны в 2D ЭС без металлического затвора (неэкранированная 2D ЭС).

В неэкранированной 2D ЭС максимум поглощения находится точно на циклотронной частоте, а ширина линии определяется суммой столкновительного $(1/\tau)$ и т. н. радиационного $[\Gamma=2\pi e^2 n / (m c k^{1/2})]$ уширений [4,5]. В случае экранированной 2D ЭС с одним затвором поглощение имеет следующие особенности (рис. 1): во-первых, максимум поглощения смещен в соответствии с (1): $\omega_{\max} = \omega_c / (1 + (V_1)^2 / c^{*2}) = \omega_c / (1 + 2\Gamma d / c^*)$, где в случае единичного затвора $(V_1)^2 = 2V^2$; во-вторых, ширина пиков поглощения существенно меньше величины $(\Gamma + 1/\tau)$. Таким образом, поглощение коррелирует со спектром МПП.

Заключение

В работе рассмотрены свойства плазмон-поляритонов в 2D ЭС, помещенной в металлический волновод и магнитное поле, а также отклик на внешнее электромагнитное излучение 2D ЭС с одним затвором. Получено, что щель в спектре плаз-

монов и резонансная частота в поглощения электромагнитной волны смещены относительно циклотронной частоты в сторону низких частот. Эффект имеет релятивистскую природу и, вообще говоря, может быть не мал.

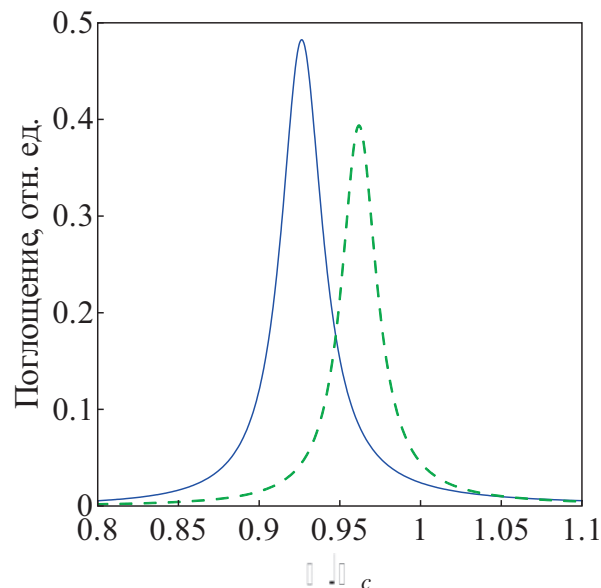


Рис. 1. Зависимость поглощения от частоты ω при двух разных величинах радиационного уширения $\Gamma=2\pi e^2 n / (m c k^{1/2})$: $\Gamma/\omega_c=0.4$ (сплошная линия), $\Gamma/\omega_c=0.2$ (пунктир). Остальные параметры: $d\omega_c k^{1/2}/c=0.1$, $\tau\omega_c=100$, где τ — время электронной релаксации

Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ 20-32-70188. А.А.З. благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант №19-1-4-41-1).

Литература

1. В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // УФН, принята к публикации (2020).
2. V.A. Volkov and A.A. Zabolotnykh // Physical Review B, V. 94, 165408 (2016).
3. А.В. Чаплик // ЖЭТФ, Т. 6, С. 726 (1972).
4. K.W. Chiu, T.K. Lee, J.J. Quinn // Surf. Sci., V. 58, 182–184 (1976).
5. S.A. Mikhailov // Physical Review B, V. 70, 165311 (2004).

Влияние эффектов запаздывания на плазменные моды 2D диска

И.В. Загороднев*, Д.А. Родионов, А.А. Заболотных

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

*igor.zagorodnev@gmail.com

С учетом электромагнитного запаздывания проанализированы плазменные моды в двумерной электронной системе, имеющей форму диска. Для проводимости системы использована модель Друде. В случае слабого электромагнитного запаздывания найдены аналитические выражения для положения и ширин фундаментальной (дипольной) и осесимметричной (квадрупольной) мод. В практически интересном случае, когда частота плазменных волн больше обратного времени релаксации (столкновительного уширения), положение резонансов слабо зависит от времени релаксации, в то время как затухание мод существенно зависит от соотношения между столкновительным и излучательным уширением. При этом затухание даже при малом запаздывании не является простой суммой двух уширений, а содержит дополнительные («интерференционные») слагаемые.

Введение

Плазменные колебания в 2D диске теоретически изучаются с 1985 г. [1] и в последнее время интенсивно обсуждаются в графеновых структурах [2]. Они интересны тем, что эту простейшую геометрию, в которой плазменная волна ограничена во всех направлениях, достаточно легко изготовить и проанализировать. Однако, большинство результатов получено в квазиэлектростатическом пределе, когда размер образца много меньше, чем длина волны возбуждающего электромагнитного излучения, т.е. без учета электромагнитного запаздывания. Лишь недавно экспериментально начались активные и систематические исследования таких структур в режиме существенного электромагнитного запаздывания [3-5]. Было обнаружено, что свойства плазменных колебаний, например, затухание, не могут быть описаны в рамках «простых» подходов (подбором периметрического квантования волнового вектора неограниченной системы) и существенно и не тривиально зависят от величины электромагнитного запаздывания. В данной работе теоретически проанализированы частота и затухание плазменных мод с орбитальным моментом $l = 0$ (осесимметричная) и $l = 1$ (фундаментальная мода).

Основные уравнения и метод их решения

Рассмотрим электронный газ в форме диска радиуса R , расположенного в плоскости $z = 0$ в вакууме. Пусть \mathbf{r} — радиус-вектор в плоскости диска. Следуя [6] будем искать отклик системы на внешнее (ext) электромагнитное поле, падающее на структуру. Под действием внешнего поля в диске возникают колебания электрического тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, что в свою

очередь индуцирует (ind) электромагнитные поля вокруг и в плоскости диска. В рамках линейного отклика:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sigma_{\omega} \mathbf{E}^{tot}(\mathbf{r}) = \sigma_{\omega} (\mathbf{E}^{ext}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{ind}(\mathbf{r})), \quad (1)$$

где $\sigma_{\omega} = ic\Gamma / 2\pi(\omega + i\gamma)$ — динамическая проводимость системы в модели Друде для которой мы просто используем непривычный вид, в котором $\gamma = \tau^{-1}R/c$ — столкновительное уширение τ^{-1} , обезразмеренное параметром R/c , $\Gamma = 2\pi ne^2 R / mc^2$ — радиационное уширение в бесконечной системе [7], обезразмеренное, как и частота ω , на параметр R/c .

Индукированное электрическое поле связано с токами в диске через довольно сложный оператор [8], который превращает уравнение (1) в интегродифференциальное уравнение на неизвестный ток. Для его решения мы переходим в цилиндрические координаты и раскладываем ток в ряд по базису функций. В качестве такого ряда можно взять ряд типа Тейлора [8]. Оставляя в этом ряде несколько членов и интегрируя уравнения (1) с подходящими весовыми функциями, получается линейная система уравнений на коэффициенты разложения тока по базису функций. Решая эту систему численно или аналитически (в случае одной базисной функции) можно найти ток и, как следствие, поглощаемую в диске мощность излучения и проанализировать положение и ширину плазменного резонанса.

Результаты

В качестве примера на рис. 1 показана зависимость поглощаемой мощности от частоты возбуждающего поля. Расчет проведен при параметрах $\gamma = \Gamma = 10^{-4}$ при возбуждении осесимметричных

мод гармоникой поля с орбитальным моментом $l = 0$.

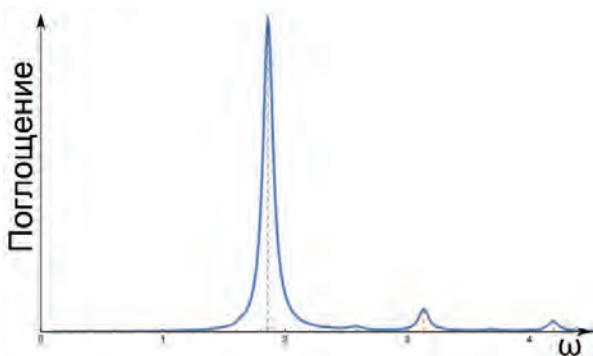


Рис. 1. Зависимость поглощаемой мощности от частоты падающего излучения для осесимметричных мод

Положение основного (низкочастотного) резонанса, $\omega_{\max}^{(l=0)}$, соответствующее возбуждению осесимметричной плазменной моды, в которой плотность заряда имеет ноль только в центре диска, при малом запаздывании (малом параметре Γ) приближенно может быть найдено аналитически:

$$\omega_{\max}^{(l=0)} \approx 1.87\sqrt{\Gamma}(1 - 0.08\Gamma - 0.01\Gamma^2). \quad (2)$$

Ширина этого резонанса в тех же приближениях имеет вид:

$$\Delta\omega^{(l=0)} \approx \gamma(1 - 0.17\Gamma - 0.05\Gamma^2) + 0.06\Gamma^3. \quad (3)$$

Последний член в ширине возникает из-за квадрупольного излучения плазменной моды, т.е. непосредственно связан с радиационными потерями (уширением) [8]. Первый член определяется друдевскими потерями, в которые, однако, тоже входит «радиационный» параметр Γ . Это связано с тем, что с ростом параметра Γ увеличивается роль запаздывания и плазменные поля отжимаются от системы, уменьшая тем самым долю друдевских потерь в общей энергии плазменных колебаний. Таким образом, общая ширина не является простой суммой столкновительного и радиационного уширения. Можно сказать, что происходит интерференция радиационного и столкновительного уширений.

Подобный аналитический анализ можно провести и для фундаментальной моды с орбитальным моментом $l = 1$. Ее положение при малом запаздывании

$$\omega_{\max}^{(l=1)} \approx 1.04\sqrt{\Gamma}(1 - 0.25\Gamma + 0.1\Gamma^2) \quad (4)$$

и ширина

$$\Delta\omega^{(l=1)} \approx \gamma(1 - 0.5\Gamma + 0.1\Gamma^2) + 0.2\Gamma^2 \quad (5)$$

зависят от параметра Γ существенно, чем для моды $l = 0$, что было отмечено в работе [5]. Стоит отметить, что уже из полученных формул (3) и (5), очевидно, что ширина резонансов не является универсальной функцией какого-либо одного параметра уширения.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ 16-12-10411.

Литература

1. A.L. Fetter // Phys. Rev. B, V. 33, 5221 (1986).
2. A.Y. Nikitin, P. Alonso-Gonzalez, S. Velez *et al.* // Nature Photon., V. 10, 239 (2016).
3. V.M. Muravev, I.V. Andreev, V.N. Belyanin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96, 045421 (2017).
4. P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. Lett., V. 121, 176804 (2018).
5. V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev *et al.* // JETP Letters, V. 109, 663 (2019).
6. S.A. Mikhailov, N. A. Savostianova // Phys. Rev. B, V. 71, 035320 (2005).
7. S.A. Mikhailov // Phys. Rev. B, V. 70, 165311 (2004).
8. I.V. Zagorodnev, D.A. Rodionov, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov // Semiconductors, V. 53, 1873 (2019).

Электронные состояния в полупроводниковых гетеропереходах со спин-орбитальным взаимодействием общего вида

А.Р. Зайнагудинов^{1,*}, А.В. Тележников^{1,§}

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.
*zoya1066@mail.ru, §telezhnikov@phys.unn.ru

Рассмотрена модель полупроводникового гетероперехода со спин-орбитальным взаимодействием общего вида. Численно получены энергетические спектры носителей и исследованы зависимости его особенностей от параметров полупроводниковых материалов гетероперехода.

Успехи в методах роста полупроводниковых материалов привели к возможности изготовления гетероструктур с различной геометрией, где носители могут быть ограничены в одном или нескольких направлениях потенциальными барьерами. Такие гетероструктуры можно создать либо включением внешнего поля, либо контактом разных полупроводниковых материалов. Отдельный интерес представляет исследование эффектов, связанных со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) в полупроводниковых гетероструктурах в связи с открывающимися возможностями для манипулирования спиновой степенью свободы электронов. Исследование особенностей спектра носителей в гетеропереходах с СОВ Рашбы и СОВ Дрессельхауза выполнено, в том числе, в [1]. В частности, был проведен анализ возможности существования в гетеропереходах интерфейсных состояний.

В представляемой работе рассматривается гетеропереход с СОВ общего вида (что соответствует ситуации, когда квантовая яма выращена в произвольном кристаллографическом направлении). При этом гамильтониан СОВ оказывается по-прежнему линейным по волновому вектору k :

$$\hat{H}_{SO} = (\alpha_{xx}\hat{\sigma}_x + \alpha_{yy}\hat{\sigma}_y + \alpha_{zz}\hat{\sigma}_z)\hat{k}_x + (\alpha_{xy}\hat{\sigma}_x + \alpha_{yx}\hat{\sigma}_y + \alpha_{zy}\hat{\sigma}_z)\hat{k}_y$$

В частном случае, при $\alpha_{xx}=\alpha_{zz}=\alpha_{yy}=\alpha_{zy}=0$, $\alpha_{yx}=-\alpha_{xy}$ гамильтониан является гамильтонианом СОВ Рашбы. При $\alpha_{yx}=\alpha_{zx}=\alpha_{xy}=\alpha_{zy}=0$, $\alpha_{xx}=-\alpha_{yy}$ гамильтониан становится гамильтонианом СОВ Дрессельхауза.

На прямолинейной границе, разделяющей плоские области с 2D-электронным газом с различными константами СОВ, «сидит» δ -образный потенциал.

Нами получено дисперсионное уравнение и на его основе выполнен расчёт энергетического спектра носителей. Установлено, что при определенном подборе параметров задачи в спектре возможно существование интерфейсных (приграничных) состояний, причем наблюдается кроссинг интерфейсных ветвей. Пример такого спектра приведен на рисунке 1.

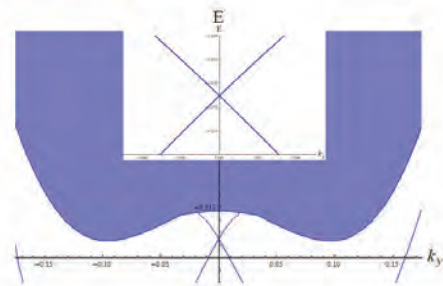
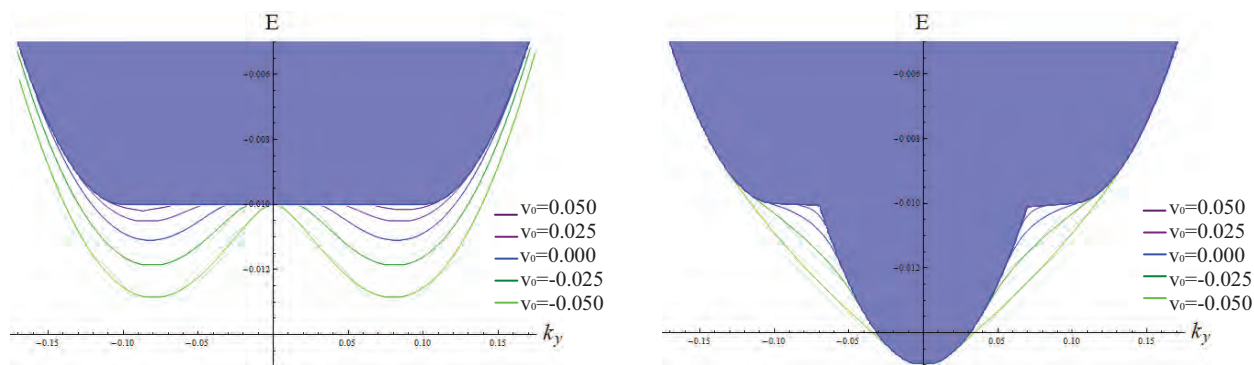


Рис. 1. Пример энергетического спектра гетероперехода с СОВ общего вида. На вставке – ветви интерфейсных состояний

Мощность δ -образного потенциала границы оказывает существенное влияние на положение ветвей интерфейсных состояний. Так, при уменьшении ее отрицательного значения интерфейсные ветви отдаляются от области объёмных состояний. Напротив, при увеличении положительного значения мощности расстояние между интерфейсными ветвями и областью объёмных состояний уменьшается. Область объёмных состояний не изменяется при изменении мощности δ -образного потенциала v_0 на границе. Графики спектров при ряде значений параметра v_0 полупроводникового гетероперехода представлены на рисунках 2 а) и б).



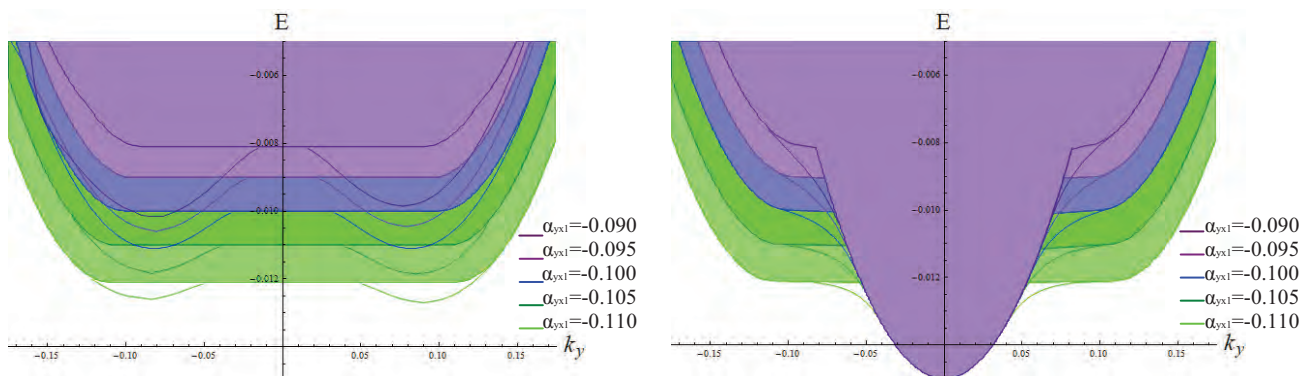
а

б

Рис. 2. Зависимости энергетических спектров полупроводниковых гетеропереходов от мощности δ -образного потенциала границы: а) полупроводниковый гетеропереход, составленный из материалов с СОВ Рашбы и СОВ Дрессельхауза, б) полупроводниковый гетеропереход, составленный из материалов с СОВ Рашбы и без СОВ

Изменение параметров СОВ влияет и на ветви интерфейсных состояний, и на область объёмных состояний. Однако величина изменения оказывается различной для различных коэффициентов СОВ. К примеру, на рисунках 3 а) и б) представлены графики зависимости энергетического спектра от одного из коэффициентов СОВ – параметра α_{yx1} .

Увеличение этого параметра сдвигает область объёмных состояний по энергии вниз. Однако при этом уменьшается расстояние между этой областью и ветвями интерфейсных состояний. При значении $|\alpha_{yx1}| \neq |\alpha_{xy1}|$ наблюдается асимметрия ветвей интерфейсных состояний.



а

б

Рис. 3. Зависимости энергетических спектров полупроводниковых гетеропереходов от величины коэффициента спин-орбитального взаимодействия α_{yx1} : а) полупроводниковый гетеропереход, составленный из материалов с СОВ общего вида и СОВ Дрессельхауза, б) полупроводниковый гетеропереход, составленный из материалов с СОВ общего вида и без СОВ

В докладе будет представлен подробный анализ поведения интерфейсных ветвей спектра и области объёмных состояний от параметров гетероперехода, а также от мощности δ -образного потенциала границы.

Работа была выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ (Государственное задание №. 3.2637.2017/ПЧ).

Литература

1. Sukhanov A.A. Interface states in two-dimensional electron systems with spin-orbital interaction / A.A. Sukhanov, V.A. Sablikov // J. Phys.: Condens. Matter 23 (2011) 395601 (8pp).

Низкотемпературный эпитаксиальный рост методом HWCVD слоев $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ с высоким содержанием Sn (до $x = 0,1$)

А.В. Зайцев^{1,*}, С.А. Денисов¹, В.Ю. Чалков¹, В.Г. Шенгуров^{1,§}, А.В. Нежданов¹, С.М. Сычев¹, М.Ю. Кузьмин¹, А.В. Кудрин¹, Д.О. Филатов¹, В.Н. Трушин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*a.v.zaytsev@inbox.ru, §shengurov@phys.unn.ru

Исследован низкотемпературный (250–350 °С) рост эпитаксиальных слоев $\text{GeSn}/\text{Si}(001)$ с высоким содержанием Sn (до 10%) методом горячей проволоки с соиспарением Sn из эффузионной ячейки. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) при 300 К обнаружены интенсивные линии, связанные с прямыми и непрямыми межзонными оптическими переходами в GeSn . Исследовано влияние буферного слоя Ge и быстрого термического отжига на структуру и спектры ФЛ GeSn .

Введение

Эпитаксиальные слои (ЭС) GeSn считаются перспективными для использования в оптоэлектронных приборах для коммуникативного диапазона длин волн 1,3–1,6 μm – светодиодов и лазерных диодов, допускающих монолитную интеграцию в микросхемы на базе Si [1].

Твёрдый раствор $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ становится прямозонным при $x > 7\%$ [2]. Низкая равновесная растворимость Sn в Ge в твёрдой фазе ($< 1\%$ при 300 К) является основным препятствием для получения ЭС GeSn с необходимым значением x вследствие преципитации Sn. В связи с этим, в последнее время интенсивно развиваются методы низкотемпературной эпитаксии GeSn .

В настоящей работе исследовались ЭС GeSn , выращенные на подложках $\text{Si}(001)$ комбинированным методом, сочетающим осаждение Ge путём разложения GeH_4 на горячей проволоке (англ. Hot Wire Chemical Vapor Deposition, HW CVD [3]) с испарением Sn из эффузионной ячейки.

Методика эксперимента

Выращивание ЭС GeSn проводили в оригинальной установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Использовались подложки $\text{Si}(001)$ КДБ-4,5, на которые осаждались буферные слои Ge толщиной ≈ 300 нм. Методика роста $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ детально описана в [4]. Для осаждения ЭС GeSn установка была оснащена дополнительной эффузионной ячейкой. Температура подложки во время осаждения буферных слоёв Ge и ЭС GeSn T_s составляла 250–350 °С.

Кристаллическая структура и состав ЭС GeSn исследовалась методом двухкristальной рентгеновской дифрактометрии с помощью дифрактометра Bruker Discover D8. Морфология поверхности ЭС изучалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) при помощи установки NT-MDT Integra.

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) ЭС GeSn измерялись при 300 К при помощи решётчатого монохроматора МДР-23. Возбуждение ФЛ осуществлялось полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 445 нм мощностью ≈ 250 мВт, регистрация ФЛ осуществлялась InGaAs фотодетектором Hamamatsu G12182-110K.

Также исследовалось влияние на структуру и спектры ФЛ слоёв $\text{GeSn}/\text{Ge}/\text{Si}(001)$ быстрого термического отжига (БТО) при 600 °С в течение 2 мин.

Результаты и обсуждение

Согласно АСМ данным, ЭС слои GeSn , выращенные непосредственно на подложке Si, имели более развитый рельеф, чем ЭС GeSn , выращенные на поверхности буферного слоя Ge (рис 1).

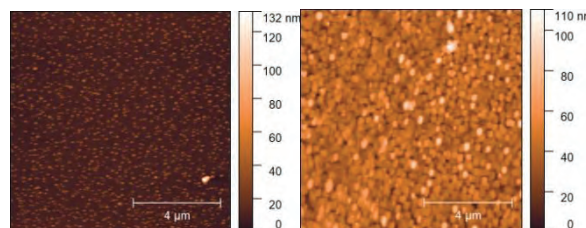


Рис. 1. АСМ изображения ЭС $\text{GeSn}/\text{Ge}/\text{Si}(001)$ (а) и $\text{GeSn}/\text{Si}(001)$ (б)

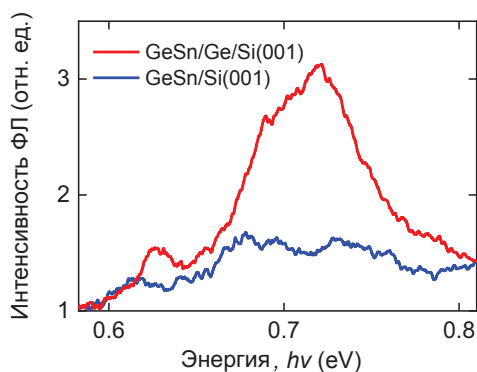


Рис. 2. Спектры ФЛ (300 К) ЭС GeSn/Ge/Si(001) и GeSn/Si(001)

По данным рентгенодифракционных исследований, буферные слои Ge были полностью релаксированы. Доля Sn в ЭС GeSn достигала 10%, при этом ЭС GeSn/Si(001) сохраняли долю Sn, но их структурное совершенство было хуже, чем у аналогичных ЭС GeSn/Ge/Si(001).

В спектрах ФЛ (300 К) ЭС GeSn/Ge/Si(001) с достаточно высокой долей Sn ($> 7,8\%$) доминировали линии с энергией максимумов $h\nu_m \approx 0,7$ эВ, связанные с прямыми межзонными оптическими переходами в GeSn (рис.2). Также в спектрах ФЛ наблюдались линии в диапазоне $h\nu_m = 0,63-0,65$ эВ, связанные с непрямыми переходами в GeSn ($L \rightarrow \Gamma$). В ЭС GeSn/Si(001) интенсивность ФЛ была в ≈ 3 раза меньше, что может быть связано с тем, что буферный слой Ge образует потенциальный барьер на границе с GeSn для электронов и дырок, который препятствует утечке фотовозбуждённых носителей в подложку Si с последующей безызлучательной рекомбинацией (в том числе - на дислокациях несоответствия на границе Ge/Si(001)).

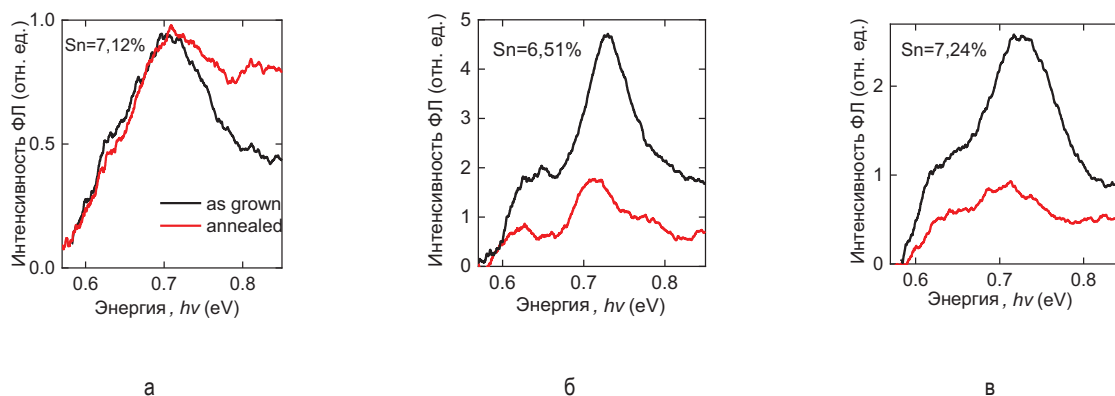


Рис. 3. Влияние быстрого термического отжига (2 мин, 600 °С) на спектры ФЛ (300 К) ЭС GeSn/Ge/Si(001), выращенных при различных температурах горячей проволоки T_w , °С: а–1400; б–1450; в–1500. $T_s = 250$ °С

На рис.3 представлены спектры ФЛ (300 К) ЭС GeSn/Ge/Si(001), выращенных при различных температурах горячей проволоки T_w (которая определяет поток Ge на поверхность подложки), до и после БТО. Отжиг ЭС, выращенного при наименьшей T_w (рис. 3а) не привел к существенным изменениям интенсивности краевой ФЛ в ЭС GeSn. Отжиг образцов, выращенных при больших T_w (рис. 3б, в) привёл к уменьшению интенсивности ФЛ в $\approx 2,5$ раза, а также к красному смещению пиков ФЛ, связанных как с прямыми, так и с непрямыми переходами в GeSn на ≈ 20 мэВ. Красное смещение пиков ФЛ может быть связано с релаксацией упругих напряжений в ЭС GeSn, а уменьшение их интенсивности – с возникновением в процессе отжига комплексов дефектов, в частности, преципитатов Sn, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации [5].

Работа поддержана РФФ (18-72-10061).

Литература

1. E. Kasper, J. Werner, M. Oehme *et al.* // Thin Solid Films, V. 520, 3195 (2012).
2. J. Mathews, R.T. Beeler, J. Tolle *et al.* // Applied Physics Letters, V. 97, 221912 (2010).
3. L. Colace, G. Masini, G. Assanto *et al.* // Applied Physics Letters, V. 76, 1231 (2000).
4. В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 49, 1411 (2015).
5. P. Jahandar, D. Weisshaupt, G. Colston *et al.* // Semiconductors Science and Technology, V. 33, 034003 (2018).

Формирование углеродных слоев методом термического разложения CCl_4 в реакторе МОС-гидридной эпитаксии

Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова^{1*}, Ю.А. Данилов¹, М.В. Дорохин¹, П.Б. Демина¹,
М.Н. Дроздов², А.В. Здравейцев¹, Р.Н. Крюков¹, А.В. Нежданов³, И.Н. Антонов¹,
С.М. Планкина³, М.П. Темиряева⁴

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, 141190.

*vikhrova@nifti.unn.ru

Разработан метод осаждения углеродных пленок термическим разложением CCl_4 в потоке водорода в реакторе МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Показана возможность использования такого углеродного слоя, в технологическом цикле создания GaAs приборных структур оптоэлектроники (в частности, спиновых светоизлучающих диодов с инжектором CoPt).

Введение

Впервые предложен и реализован метод осаждения углеродных (C) пленок термическим разложением CCl_4 в потоке водорода в реакторе МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении. Формирование C-слоя может быть встроено в процесс создания светоизлучающей или фотодиодной структуры и происходит в том же реакторе, что и эпитаксиальное выращивание, без выноса структуры на воздух.

Методика эксперимента

Методом МОСГЭ на пластинах $n(p)^+$ -GaAs(100) и i -GaAs (100) были изготовлены гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}/\text{GaAs}$. Толщина покровного слоя GaAs составляла ~ 20 -30 нм. С применением метода термического разложения CCl_4 в потоке водорода на поверхности изготовленных структур формировались углеродные пленки. Варьировались температура процесса от 560 до 650°C и время нанесения C-пленки (5-40 мин.). Аналогично были сформированы углеродные пленки на пластинах Si (111) при 600 и 700°C. Изготовленные образцы исследовались посредством спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР), атомно-силовой микроскопии (АСМ), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), спектроскопии оптического отражения, вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и спектроскопии фото- и электролюминесценции.

Результаты и обсуждение

Исследования методом эффекта Холла структур с C-пленками, изготовленных на подложках i -GaAs, обнаружили, что структуры имеют дырочный тип проводимости с достаточно высокой слоевой концентрацией (4.4×10^{12} и $4.3 \times 10^{13} \text{см}^{-2}$ для структур с температурой формирования углеродной пленки 600 и 560°C, соответственно).

Сравнительный анализ послойного распределения In в контрольной структуре и структуре с C-слоем на поверхности, проведенный методом ВИМС, показал, что при нанесении C-пленки толщина покровного слоя GaAs уменьшилась на 5-6 нм. Это происходит в результате травления покровного слоя GaAs в CCl_4 (рисунок 1).

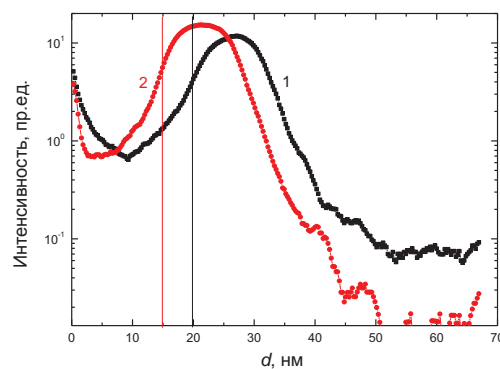


Рис. 1. Полученное методом ВИМС распределение In по глубине для контрольной структуры (1) и структуры с C-пленкой на поверхности (2)

Исследования спектроскопии отражения подтвердили сохранение кристаллического совершенства покровного слоя GaAs после травления и формирования углеродной пленки.

Результаты АСМ исследований углеродных пленок на GaAs (100) структурах продемонстрировали достаточно гладкую поверхность С-покрытия, среднеквадратичное отклонение составляет менее 0.5 нм. Обнаружено, что тонкая углеродная пленка может ложиться на подложку «морщинами» аналогично графену (рисунок 2а). Согласно данным АСМ исследований углеродных пленок, полученных на пластинах Si (111), поверхность образцов покрыта очень тонкими иглочками. Ширина такой иглочки на скане порядка 10 нм на полуширине, что сопоставимо с размером зонда. Невозможно определить реальный размер такой иглочки, но можно только полагать, что она тоньше 10 нм (рисунок 2б). Подобные образования в литературе называют вертикальным графеном [1], материалом, перспективным для эмиссионной электроники.

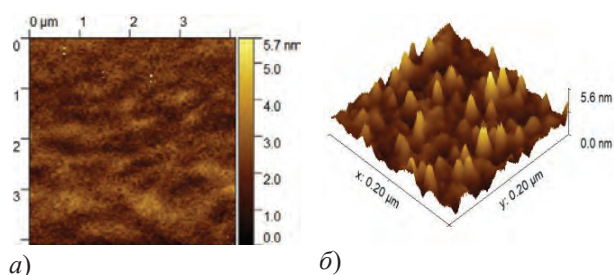


Рис. 2. Результаты АСМ исследований поверхности С пленок, сформированных (а) на GaAs (100) и (б) на Si (111) подложке

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия структур показала, во-первых, формирование на поверхности GaAs углеродных слоев, и, во-вторых, значительное преобладание в них графитоподобных связей (sp^2) над алмазоподобными связями (sp^3). Результаты исследований образцов методом СКР свидетельствуют о том, что полученные углеродные пленки представляют собой разупорядоченный нанокристаллический графит.

Сопоставление спектров фотолюминесценции контрольной структуры и структуры с С-слоем показывает, что интенсивность излучения КЯ уменьшается во втором случае на два порядка величины. Интенсивность пика, отвечающего межзонным переходам в буферном слое GaAs, несколько увеличилась. Подобное поведение обусловлено влиянием на излучательную рекомбинацию внутреннего электрического поля p - n перехода, возникшего при формировании углеродного слоя на поверхности структуры, изготовленной на n^+ -GaAs подложке.

Образование p - n перехода подтверждается диодной вольтамперной характеристикой.

На основе структур с углеродным слоем с использованием ферромагнитного сплава CoPt были изготовлены спиновые светоизлучающие диоды (ССИД), которые демонстрировали электролюминесцентное (ЭЛ) излучение в области КЯ в отличие от ССИД с CoPt и дельта-слоем углерода в покровном слое GaAs (рисунок 3).

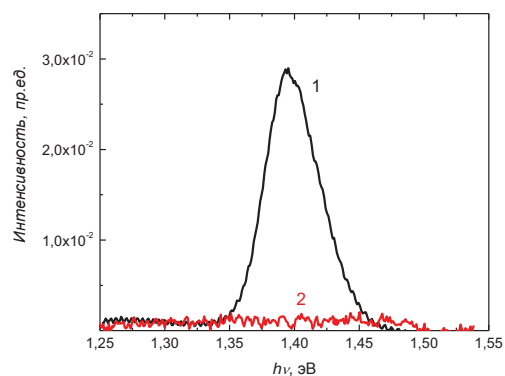


Рис. 3. Спектры ЭЛ диода CoPt/C-слой/GaAs/КЯ InGaAs (1) и диода CoPt/дельта-легированный С покровный слой GaAs/КЯ InGaAs (2) при токе $I = 80$ мА и температуре 77 К

Наблюдаемая разница в спектрах ЭЛ позволяет полагать, что углеродный слой может выполнять функцию барьера, препятствуя диффузии атомов кобальта из слоя CoPt в активную область светодиода.

Исследование поляризационных свойств излучения ССИД при 10 К обнаружило, что излучение КЯ было циркулярно-поляризованным благодаря инжекции в нее спин-поляризованных носителей. Степень циркулярной поляризации достигала 1 % в магнитном поле 2000 Э.

Таким образом, показана возможность использования углеродного слоя, формируемого разложением CCl_4 , в технологическом цикле создания GaAs приборных структур оптоэлектроники (в частности, спиновых светоизлучающих диодов с инжектором CoPt). Формируемая на поверхности Si при разложении CCl_4 иглочатая структура (вертикальный графен) имеет перспективы применения в эмиссионной электронике.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 18-29-19137_мк).

Литература

1. D.H. Seo, A.E. Rider, S. Kumar, L.K. Randeniya, K. Ostrikov // Carbon, 60, 221 (2013).

Мощные GaAs лазерные диоды с выходом излучения через подложку

Б.Н. Звонков¹, О.В. Вихрова¹, Н.В. Дикарева^{1*}, И.В. Самарцев¹, С.М. Некоркин, А.А. Дубинов^{1,2}

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*dnat@ro.ru

Экспериментальные исследования и сравнительный анализ InGaP/GaAs/InGaAs и AlGaAs/GaAs/InGaAs лазеров с выходом излучения через подложку показал различия выходных характеристик лазеров. Возможно, наблюдаемые различия могут быть устранены путем корректировки состава ограничивающих слоев, а также ширины и уровня легирования волновода лазерных диодов.

Лазерные диоды с широкой активной областью и вытеканием излучения через подложку являются перспективными источниками мощного лазерного излучения [1]. Одним из способов управления характеристиками излучения таких лазеров является изменение конфигурации активной области, а также применение соединения AlGaAs, способного образовывать непрерывный ряд твердых растворов с GaAs, в качестве ограничивающих слоев гетеролазеров. Такие слои могут позволить уменьшить величину упругих напряжений в лазерных структурах с большим числом квантовых ям в активной области.

В настоящей работе приводится сравнительный анализ характеристик полупроводниковых лазеров, изготовленных в системе материалов InGaP/GaAs/InGaAs и AlGaAs/GaAs/InGaAs.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры InGaP/GaAs/InGaAs и AlGaAs/GaAs/InGaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n^+ -GaAs (100). Структуры включали в себя буферный n^+ -GaAs:Si и контактный p^+ -GaAs:C слои и активную область представляющую собой набор из 6 квантовых ям InGaAs шириной 10 нм. Структура первого типа содержала ограничительные широкозонные слои InGaP, вторая структура – слои AlGaAs и градиентный слой p -AlGaAs-GaAs.

В структуре, не содержащей Al, квантовые ямы разделялись барьерами GaAsP толщиной 12 нм, компенсирующими упругие напряжения, и волноводными слоями GaAs толщиной также 12 нм. Общая толщина волновода составляла 920 нм. Анало-

гом для InGaP/GaAs исследуемой структуры послужила гетероструктура [1], продемонстрировавшая высокие мощностные характеристики. В алюминий-содержащей структуре квантовые ямы разделялись слоями GaAs (~ 190 нм). Компенсирующие слои отсутствовали. Общая толщина волновода составила 1.7 мкм. Доля индия в составе квантовых ям гетероструктур составляла $(18 \pm 1)\%$.

Качество выращенных структур оценивалось методом спектроскопии фотолюминесценции, проводимой при накачке He-Ne лазером, при температуре 77 К. Выбор температуры исследований фотолюминесценции 77 К обусловлен необходимостью минимизировать термический выброс носителей из квантовых ям. На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с длиной резонатора 1 мм и шириной полоскового контакта 360 мкм. Исследования спектрально-угловых характеристик проводились при электрической импульсно-периодической накачке (200 нс, 1.43 кГц). Температура измерений – 300 К.

Результаты и обсуждение

Исследование спектров фотолюминесценции показало, что интенсивности излучения активной области структуры с ограничивающими слоями InGaP и ограничивающими слоями AlGaAs совпадали по порядку величины. Отмечено небольшое различие в ширине спектра фотолюминесценции от квантовых ям: ширина пика на полувывоте составляла 16 мэВ — для InGaP/GaAs структуры, 14 мэВ – для AlGaAs/GaAs структуры.

На рисунках 1 и 2 приведены спектральные характеристики исследуемых образцов полупроводниковых лазеров. Лазерные диоды генерировали на

длине волны (1003 ± 5) нм. Отмечены существенные температурные изменения длины волны генерации в лазерах на основе InGaP/GaAs/InGaAs структур. Наблюдалось коротковолновое, а затем и длинноволновое смещение лазерного излучения.

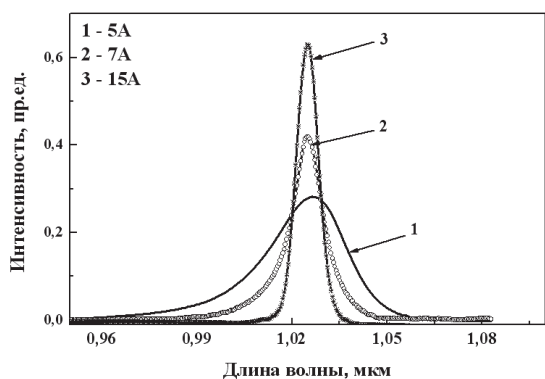


Рис. 1. Спектральные характеристики лазерных диодов, изготовленных на основе AlGaAs/GaAs/InGaAs структуры

В тоже время лазеры на основе системы AlGaAs/GaAs/InGaAs демонстрировали стабильное положение длины волны генерации.

Вероятно, наблюдаемое коротковолновое смещение в InGaP/GaAs лазерах может быть вызвано высоким уровнем заселенности квантовых ям, а длинноволновое – разогревом структуры посредством протекающего тока накачки.

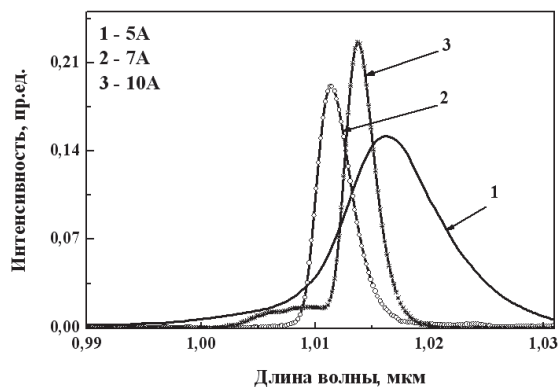


Рис. 2. Спектральные характеристики лазерных диодов, изготовленных на основе InGaP/GaAs/InGaAs структуры

Диаграммы направленности излучения образцов (рис. 3 и 4) в режиме генерации имели однолепестковый вид. Ширина на полувысоте максимума составляла (5 ± 0.3) и (2 ± 0.3) градуса в плоскости, параллельной и перпендикулярной *p-n*-переходу для образцов на основе InGaP/GaAs и (9 ± 0.3) и (2 ± 0.3) градуса для образцов на основе AlGaAs/GaAs соответственно.

При этом угол выхода излучения через подложку был одинаковый для обеих гетероструктур и составлял (10 ± 1) угловой градус.

Измерение энергетических характеристик гетероструктур показало, что мощность излучения InGaP/GaAs/InGaAs образцов на 40% превышала мощность лазеров на основе AlGaAs/GaAs/InGaAs.

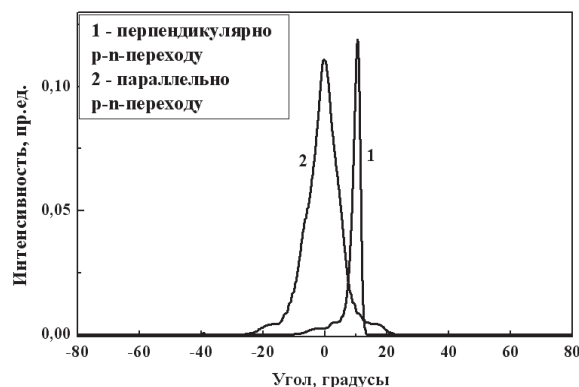


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения лазеров на основе структуры AlGaAs/GaAs/InGaAs

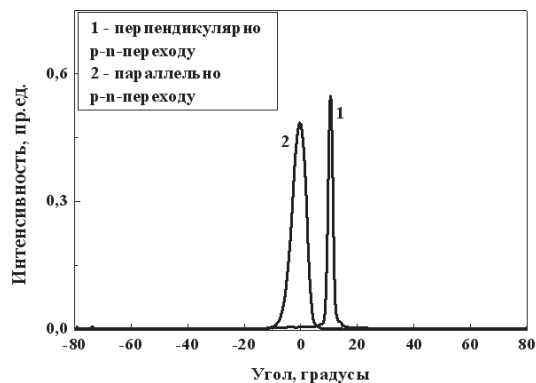


Рис. 4. Диаграммы направленности излучения лазеров на основе структуры InGaP/GaAs/InGaAs

Таким образом, были изготовлены мощные лазеры со сверхузкой диаграммой направленности излучения. Сопоставление характеристик показало, что AlGaAs/GaAs лазеры демонстрируют меньшую мощность и большую расходимость (в 2 раза) лазерного излучения в плоскости, параллельной слоям структуры, по сравнению с InGaP/GaAs лазерами. Для дальнейшего совершенствования выходных характеристик AlGaAs/GaAs лазеров необходима корректировка состава ограничивающих слоев и активной области.

Авторы выражают благодарность в подготовке эксперимента Бирюкову А.А. и Карзановой М.В.

Исследования выполнены при поддержке Стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов СП-1302.2019.3.

Литература

1. С. М. Некоркин, и др. // Вестник ННГУ, - 2012, - Т.1, - №1, - С.30-32.

Моделирование плазмонного усиления излучения Ge(Si) квантовых точек в гибридных структурах с наночастицами серебра

В.А. Зиновьев^{1,*}, А.Ф. Зиновьева^{1,2}, А.В. Ненашев^{1,2}, Ж.В. Смагина¹, А.В. Новиков³, А.В. Двуреченский^{1,2}

1 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова РАН, ул. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

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

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*zinoviev@isp.nsc.ru

В данной работе проведено теоретическое исследование эффекта усиления излучения от квантовых точек при возбуждении плазмонных колебаний в трёхмерных наноструктурах серебра, расположенных на поверхности гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками. Было получено, что взаимодействие излучателя с серебряной наночастицей может приводить к значительному увеличению (более чем на порядок) выхода излучения из гибридной структуры.

Введение

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в использовании металлических наноструктур для создания эффективных излучателей на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) [1,2]. Усиление люминесценции КТ происходит за счёт увеличения вероятности излучательных переходов при возрастании амплитуды электрического поля в условиях плазмонного резонанса при расположении КТ в непосредственной близости от металлических наночастиц. В данной работе проведено теоретическое исследование ранее обнаруженного эффекта многократного усиления излучения от КТ при возбуждении плазмонных колебаний в трёхмерных наноструктурах Ag, расположенных на поверхности гетероструктуры Ge/Si с КТ [3].

Результаты моделирования

Модельная структура представляла собой подложку Si с нанесённой на её поверхность наночастицей Ag в форме диска. Квантовая точка моделировалась точечным излучающим диполем, встроенным в кремний вблизи наночастицы Ag. Модельная структура была помещена в сферу с поглощающими стенками, что обеспечивало выполнение граничного условия соответствующего полному затуханию излучения от КТ на бесконечности. Вычисления проводились для различных размеров металлических наночастиц и различной удалённости квантовой точки от границы раздела между крем-

ниевой подложкой и металлическим островком. Параметры металлических наночастиц были выбраны близкими к параметрам трёхмерных наноструктур Ag, получаемых при осаждении Ag поверх гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками [3]. Были получены пространственные распределения амплитуды электрического поля в гибридной структуре с наночастицей Ag дискообразной формы и определены области с максимальным усилением электрического поля (рис. 1). Для определения коэффициента усиления излучения моделирование проводилось для двух случаев: для структуры с квантовой точкой в присутствии наночастицы серебра и без неё.

Было получено, что взаимодействие излучателя с металлической частицей в области длин волн, соответствующих плазмонному резонансу, приводит к значительному (более чем на порядок) увеличению выхода излучения из структуры. При этом длина волны излучения, при которой наблюдается максимальное усиление, зависит от латерального размера нанодиска Ag. С увеличением латерального размера нанодиска Ag, при фиксированном отношении высоты к размеру основания ($h/L = 0.25$), наблюдается смещение положения максимума выхода излучения в более длинноволновую область (рис. 2). Моделирование показало, что оптимальный размер островков Ag, обеспечивающий наибольшую близость длины волны плазмонного резонанса к спектральной области излучения Ge(Si) квантовых точек [3], составляет 150 нм.

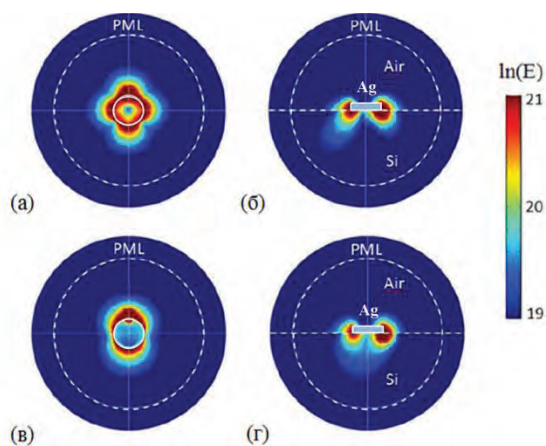


Рис. 1. (а, в) – Распределение амплитуды электрического поля в сечении поверхностного Si слоя под наночастицей Ag дискообразной формы, (б, г) – в сечении вертикальной плоскостью проходящей через ось нанодиска Ag. Конфигурация электрических полей в условиях плазмонного резонанса: (а, б) – квадрупольная мода при 1.08 мкм, (в, г) – дипольная мода при 1.7 мкм. Высота нанодиска $h = 50$ нм, размер основания $L = 200$ нм. Квантовая точка (излучающий диполь) встроена в кремниевую подложку на глубину $d_0 = 10$ нм вблизи края нанодиска Ag. PML (perfectly matched layer) – слой модельного поглощающего материала, обеспечивающего выполнение граничного условия, соответствующего полному затуханию излучения от КТ на бесконечности

Было получено, что эффект усиления зависит от удалённости квантовых точек от металлических наночастиц. Так, при увеличении глубины залегания квантовой точки с 10 до 20 нм коэффициент усиления уменьшается примерно в 2 раза, что обусловлено уменьшением напряжённости электрического поля вблизи квантовой точки.

Коэффициент усиления выхода излучения зависит также от характера распределения электрических полей вблизи металлической частицы при возбуждении в ней плазмонного резонанса (рис.1).

Наибольший эффект усиления достигается для конфигурации электрических полей, соответствующей дипольной моде плазмонного резонанса, тогда как для квадрупольной моды эффект усиления практически отсутствует.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект 19-12-00070).

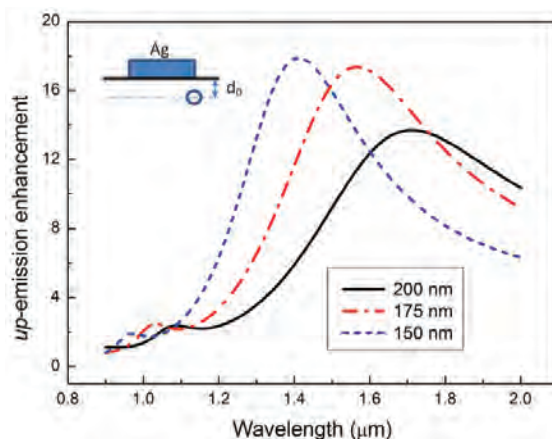


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента усиления выхода излучения от квантовой точки (диполя) из гибридной структуры при различных латеральных размерах наночастиц Ag. Отношение высоты к размеру основания наночастицы Ag составляет $h/L = 0.25$. Точечный диполь расположен в Si на глубине $d_0 = 10$ нм вблизи края нанодиска Ag

Литература

1. A. A. Lyamkina, K. Schraml, A. Regler *et.al.* // Opt. Express V. 25, 28936 (2016).
2. W. Zhang, M. Caldarola, X. Lu *et.al.* // ACS Photonics V. 5, 2960 (2018).
3. V.A. Zinovyev, A.F. Zinovieva, A.V. Katsuba *et. al.* // Semiconductors, V. 52, 2149 (2018).

Исследование гетерограницы $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$

С.Ю. Зубков^{1,*}, Р.Н. Крюков², Д.Е. Николичев¹, И.Н. Антонов²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*zubkov@phys.unn.ru

Экспериментально установлено, что отжиг пленок $ZrO_2(Y_2O_3)$, напыленных на слои TiN, при температурах $\sim 500^\circ C$ сопровождается сокращением эффективной толщины диэлектрика и перераспределением кислорода между атомами Zr. В толщине пленки присутствует Zr со степенями окисления +2, +3, +4. На гетерогранице $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ формируются различные кислородсодержащие соединения титана со степенями окисления +2, +3, +4, определяемые как TiO, TiN, TiN_xO_y и TiO_2 . Набор химических состояний одинаков как для исходных структур, так и структур, подвергнутой постростовому отжигу.

Введение

Эффективная работа выхода (ЭРВ) является одним из основных физических параметров металлического затвора в МДП-структурах, определяющим величину энергетического барьера для носителей заряда в структурах. В связи с этим, ведутся поиски материала, технологически пригодного для применения в МДП-структурах и обладающего стабильными характеристиками. Для таких целей перспективным выглядит TiN, ЭРВ которого можно управлять изменением концентрацией примеси – алюминия [1]. Остается вопрос о взаимодействии этого материала с диэлектриками (SiO_2 , HfO_2 , $ZrO_2(Y_2O_3)$ и т.д.), поскольку на интерфейсе диэлектрик/TiN возможно формирования различных химических соединений, наличие которых сказывается на электрических свойствах систем.

Методика эксперимента

В ходе работы изучались структуры, созданные по двухстадийной технологии. На кремневую подложку магнетронным напылением последовательно наносились пленки TiN (25 нм) и $ZrO_2(Y_2O_3)$ (5 нм). Содержание Y в материале мишени составляло 8,2 ат.%. Напыление производилось в газовой смеси: Ar – 50%, O_2 – 50% при рабочем давлении $1,7 \times 10^{-2}$ Торр и температуре подложки $300^\circ C$. Для части образцов проводился постростовой отжиг при температуре $500^\circ C$ в условиях сверхвысокого вакуума в течение 30 мин. Исследования образцов методом РФЭС проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия). Для возбуждения фотоэмиссии использовалось ХРИ Mg K α или Al K α . Диаметр области анализа составлял 3 мм. Проводился послойный анализ структур распылением слоев ионами Ar^+ с энергией 1 кэВ. Предельная обнаруживаемая кон-

центрация элементов определялась соотношением сигнал/шум на фотоэлектронных спектрах и составляла 0,1 - 1 ат.%. Для определения концентрации химических элементов производилась запись ФЭ-линий O 1s, Zr 3d, Y 3d, Ti 2p, N 1s.

Спектры снимались при энергии пропускания анализатора 50 эВ и шаге по энергии 0,2 эВ. Математическая обработка спектров проводилась с использованием программного обеспечения SDP v. 4.3 по методике, ранее применявшейся при диагностике системы ZrO_2/SiO_x [2].

Результаты

В ходе работы получены РФЭС-профили распределения химических элементов по глубине, примеры которых представлены на рис. 1. Для наглядности здесь произведено сопоставление профилей до и после отжига системы.

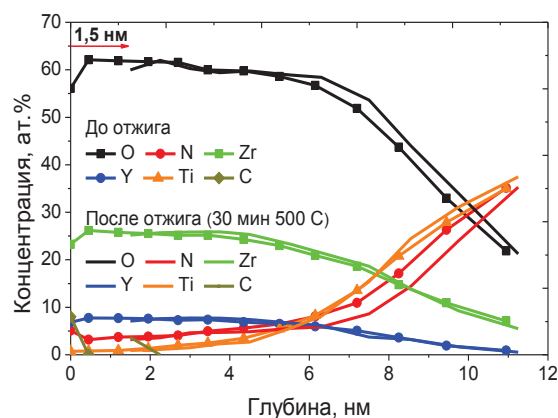


Рис. 1. РФЭС-профили распределения химических элементов по глубине в системе $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ до и после отжига

Из рис. 1 видно, что по всей глубине пленки СДЦ присутствуют титан и азот, как в исходной структуре, так и после отжига. Это может быть обуслов-

лено диффузией элементов подложки к поверхности по границам зерен пленки СДЦ, либо наличием сквозных пор в пленке.

Отжиг системы спровоцировал уменьшение толщины пленки на 1,5 нм. Аналогичный факт был зафиксирован и в системе $ZrO_2(Y_2O_3)/Si$ [3], и такое поведение системы можно объяснить аутидиффузией кислорода или его перераспределением между атомами Zr, что в незначительной степени сопровождается увеличением суммарной степени окисления Zr в пленке.

В результате исследований было установлено, что система $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ содержит ряд соединений Ti с кислородом и азотом: TiO_2 , TiO_xN_y (рис. 2). Эти соединения детектируются на протяжении всего профиля распределения, что говорит о высокой диффузионной активности кислорода в таких материалах и нестабильности химического состава приповерхностных слоёв TiN при формировании системы $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$. Отсутствие качественных различий профилей распределения говорит о низком влиянии отжига на свойства этой системы.

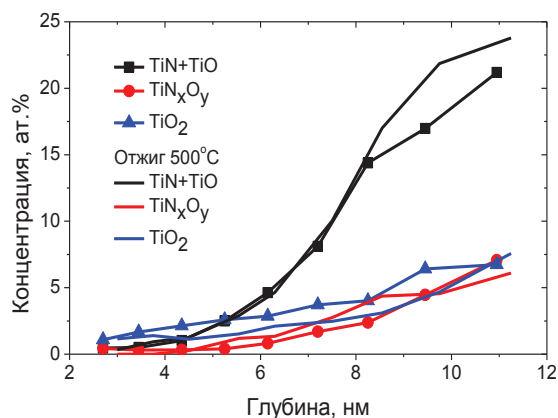


Рис. 2. РФЭС-профили распределения химических соединений Ti в системе $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ до и после отжига

При создании системы $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ формируются различные соединения Zr (рис. 3). Основным из них в пленке является ZrO_2 , но с ростом глубины анализа возрастает относительная доля субоксидов

этого элемента, что возможно объяснить недоокислением пленки в процессе роста. Стоит отдельно остановиться на возможном присутствии здесь ZrN , который является продуктом протекания на гетерогранице твердофазных реакций.

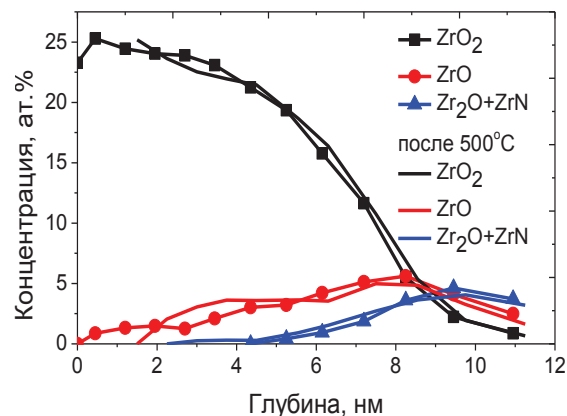


Рис. 3. РФЭС-профили распределения химических соединений Zr в системе $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$ до и после отжига

Так как отжиг в условиях сверхвысокого вакуума при температуре $500^\circ C$ не приводит к качественному изменению химического состава пленок $ZrO_2(Y_2O_3)/TiN$, то можно говорить о стабильности системы.

Работа поддержана Грантом Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (Договор № 074-02-2018-330 (2)).

Литература

1. X.-R. Wang, Y.-L. Jiang, Q. Xie *et al.* *Microelectronic Engineering*, V. 88 (5), 573 (2011).
2. A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov *et al.* // *J. Elec. Spectr. and Related Phenomena*, V. 50 (11), 1443 (2018).
3. С.Ю. Зубков, И.Н. Антонов, О.Н. Горшков и др. // *ФТТ*, 60 (3), 591 (2018).

Кинетика релаксации фотопроводимости эпитаксиальных пленок PbSnTe:In

А.В. Иконников^{1,*}, В.С. Дудин¹, А.И. Артамкин¹, А.Н. Акимов², А.Э. Климов^{2,3},
О.Е. Терещенко^{2,4}, Л.И. Рябова¹, Д.Р. Хохлов¹

1 Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

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

3 Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, Россия, 630073.

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

*antikon@physics.msu.ru

В работе изучались временные зависимости фотопроводимости (ФП) в эпитаксиальных пленках PbSnTe:In при импульсном оптическом возбуждении синим светом. Показано, что подсветка может приводить к переключению структур между двумя стабильными состояниями: высокоомному ($\rho > 5 \text{ кОм}\cdot\text{см}$) и низкоомному ($\rho \sim 0,1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$). Исследования кинетик релаксации фотопроводимости в низкоомном состоянии показали, что релаксация происходит по биэкспоненциальному закону с характерными временами 0,5 – 10 мс и 0,02–0,4 мс.

Введение

Твердые растворы PbSnTe наряду с CdHgTe рассматривались как перспективные материалы оптоэлектроники инфракрасного диапазона. [1]. Но существенным препятствием для создания устройств оказалась высокая собственная проводимость [2]. Тем не менее, при намеренном легировании $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ рядом примесей, в частности In, для составов $0,22 < x < 0,28$ удается реализовать полуизолирующее состояние [3]. Структуры при этом обладают значительной фоточувствительностью вплоть до субтерагерцового диапазона [4]. Высокая фоточувствительность связана не в последнюю очередь с наличием долговременных процессов релаксации носителей заряда [5, 6]. Эти же процессы создают значительные сложности при измерениях спектров ФП с помощью фурье-спектрометра: фоновая засветка переводит образец в состояние с высокой проводимостью, на фоне которой не удастся зарегистрировать фотоотклик. Существуют лишь несколько работ [7, 8, 9], в которых удалось записать спектры ФП образцов PbSnTe:In, не прибегая к специальным ухищрениям, таким как СВЧ-гашение. Отметим, что в указанных работах изучались образцы, полученные одинаковым методом на одной и той же установке. Для выявления причин возможности регистрации спектров ФП в данной работе были исследованы кинетики релаксации ФП в подобных образцах.

Методика эксперимента

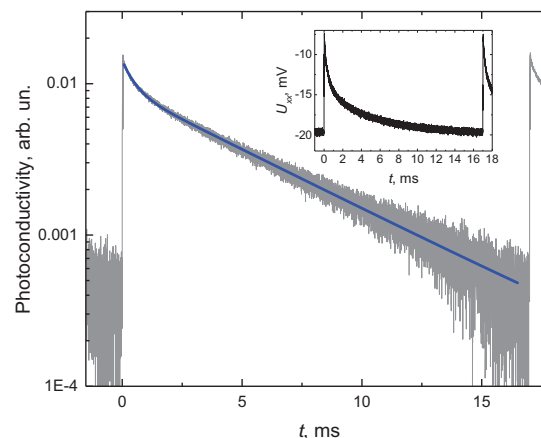


Рис. 1. Сигнал фотопроводимости при импульсной подсветке светодиодам ($\tau = 27 \text{ мкс}$, $T = 17 \text{ мс}$). Сплошная линия – биэкспоненциальная аппроксимация. На вставке: соответствующая осциллограмма напряжения на потенциальных контактах. Уменьшение модуля напряжения соответствует увеличению проводимости

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии в ИФП СО РАН [10] на подложке BaF_2 (111). Характерная толщина пленок — 1,5 мкм, состав $x \approx 0,26$, доля легирующей примеси In — 1 мол. %. При измерениях образцы помещались в специальную камеру, полностью экранирующую их от фонового излучения. Камера размещалась на конце криогенной вставки в сосуде сосуда Дьюара. В темновых условиях при $T = 4,2 \text{ К}$ образцы находились в высокоомном ($\rho > 5 \text{ кОм}\cdot\text{см}$) состоянии. Фотовозбуждение образца осуществлялась синим светоди-

одом ($\lambda \approx 420$ нм). На диод подавались импульсы напряжения длительностью $\tau = 3\text{--}70$ мкс с периодом $T = 3\text{--}37$ мс. Через образец пропусклся ток 1,5 мкА, снималось падение напряжения на потенциальных контактах. При достаточных скважностях и амплитудах импульсов образцы переходили в низкоомное ($\rho \sim 0,1$ Ом·см) состояние за времена ~ 10 с. В дальнейшем изучалась кинетика релаксации ФП именно в таком состоянии, поскольку в нем находятся образцы при измерениях спектров (за счет постоянной фоновой засветки). Для этого на диод подавалось постоянное напряжение ~ 3 В, а во время импульса напряжение составляло 5 В.

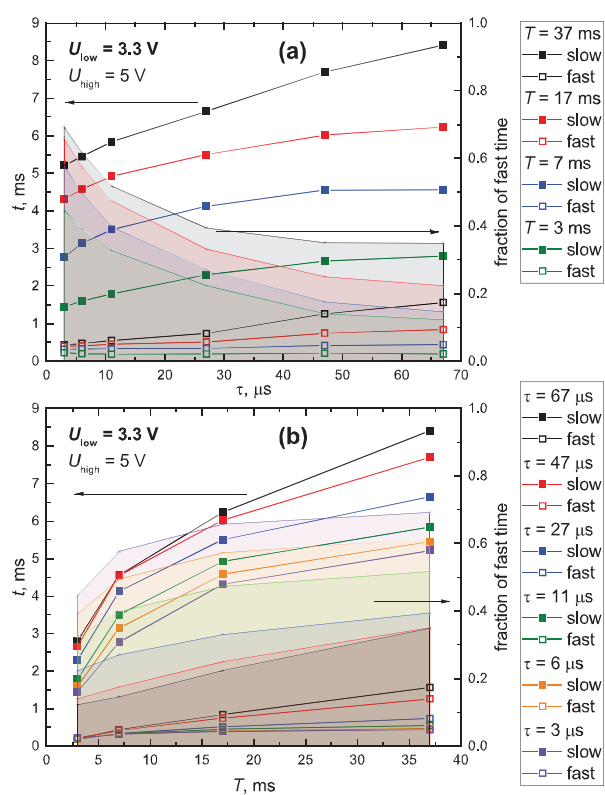


Рис. 2. Типичные зависимости времен релаксации (линии) и долей «быстрого» времени (области) (а) от τ при различных T , (б) от T при различных τ

Результаты и обсуждение

Подача на диод импульса повышенного напряжения приводила к возрастанию проводимости (рис. 1). После импульса релаксация ФП происходила по биэкспонциальному закону. Характерные «быстрое» и «медленное» времена составляют доли и единицы мс, соответственно (рис. 2), причем увеличение как длительности импульса, так и периода повторения приводят к увеличению обоих времен

(рис. 2). Увеличение постоянного напряжения на диоде приводит к укорочению обоих времен и уменьшению сигнала фотоотклика.

Такое поведение может быть связано с наличием в структуре двух различных типов ловушек, одни из которых быстро заполняются, но медленно опустошаются, а другие — наоборот. Первые влияют на процессы, связанные с «быстрым» временем, вторые — с «медленным». Тогда при малых τ вклад в ФП будет связан, в основном, с ловушками первого типа. При этом увеличение τ будет приводить к увеличению «заполнения» ловушек второго типа, и, соответственно, возрастанию доли «медленного» времени. Увеличение периода повторения при заданной τ приводит к тому, что большая часть ловушек первого типа успевает возвратиться в исходное состояние, что приводит к возрастанию доли «быстрого» времени.

Таким образом, обнаружено, что в эпитаксиальных пленках PbSnTe:In подсветка видимым светом приводит к переводу структур в низкоомное состояние, в котором тоже наблюдается ФП. Релаксация последней происходит по биэкспонциальному закону с характерными временами 0,5 – 10 мс и 0,02-0,4 мс. Такие времена позволяют регистрировать спектры ФП методом фурье-спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00795, 20-02-00324).

Литература

1. D. Khokhlov (Ed.) Lead Chalcogenides: Physics & Applications (NewYork: Taylor & Francis, 2003).
2. G. Bauer *et al.* // J. Appl. Phys. 47, 1721 (1976).
3. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов // УФН 172, 875 (2002).
4. А. В. Галеева и др. // Письма в ЖЭТФ 91, 37 (2010).
5. В. А. Akimov *et al.* // Semicond. Sci. Tech. 19, 679 (1999)
6. М. А. В. Tavares *et al.* // Appl. Phys. Lett. 110, 042102 (2017).
7. А.Н. Акимов и др. // ФТП 50, 1713 (2016).
8. А.Н. Акимов и др. // ФТП 51, 1574 (2017).
9. А. В. Иконников и др. // ФТП 53, 1303 (2019).
10. А. Э. Климов, В. Н. Шумский. Матричные фотоприемные устройства Н., Наука (2001).

Сопротивление квазиодномерных систем со слабым беспорядком вблизи особенностей Ван Хова

А.С. Иоселевич^{1, 2, *}, Н.С. Пещеренко^{2, §}

¹ Лаборатория физики конденсированного состояния НИУ ВШЭ, ул. Старая Басманная, д. 21/4, стр. 5, Москва, 105066.

² Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова, д. 1а, Черноголовка, МО, 142432.

*asioselevich@gmail.com, §peshcherenko@itp.ac.ru

Мы исследуем характер размытия особенностей Ван Хова в сопротивлении квазиодномерных систем и показываем, что он зависит от соотношения между безразмерной концентрацией примесей n и безразмерной амплитуды рассеяния λ . При $n \gg |\lambda|$ особенность сдвигается на $\bar{U} \sim n\lambda$ и размывается на масштабе $\varepsilon - \bar{U} \sim (n\lambda^2)^{2/3}$. При $n \ll |\lambda|$ ответ зависит от знака λ , здесь мы рассматриваем только случай $\lambda > 0$. Максимум сопротивления достигается при $\varepsilon = (\lambda/\pi)^2$ и структура особенности имеет вид плато-максимум-плато, причём выход на плато слева от особенности происходит на энергии $\varepsilon_* \ll \lambda^2$. Аналитическое рассмотрение этой квазиодномерной системы удается выполнить благодаря использованию известных точных решений чисто одномерной задачи.

Введение

Плотность состояний и сопротивление квазиодномерных систем (например, трубки радиуса R) демонстрируют особенности Ван Хова при прохождении уровня Ферми через дно одной из подзон поперечного квантования. Учёт рассеяния на короткодействующей примеси размывает эту расходимость. Мы исследуем характер этого размытия. Безразмерная концентрация точечных примесей n (измеряется в единицах R^{-2}) и безразмерная амплитуда рассеяния λ предполагаются малыми: $n, \lambda \ll 1$. Плотность состояний и сопротивление (последнее во всех случаях вычисляется по формуле Кубо) вдали от особенности Ван Хова имеют вид:

$$v_0 = \pi, \rho_0 = (e^2 \varepsilon_F \tau_0)^{-1}, \tau_0^{-1} = 2n(\lambda/\pi)^2 \quad (1)$$

Здесь τ_0, v_0, ρ_0 – квазиклассические двумерные время рассеяния, плотность состояний и сопротивление (на единицу длины цилиндра) соответственно. Все длины измеряются в единицах $2\pi R$, энергии – в единицах $1/2mR^2$. Вблизи особенности Ван Хова выражения для плотности состояний и времени рассеяния расходятся:

$$v(\varepsilon) = v_0 \left(1 + \frac{\theta(\varepsilon)}{\pi\sqrt{\varepsilon}} \right), \frac{\tau_0}{\tau(\varepsilon)} = \frac{v(\varepsilon)}{v_0} \quad (2)$$

Здесь ε – расстояние от уровня Ферми до дна ближайшей («резонансной») подзоны поперечного квантования. Ниже мы обсуждаем возможные механизмы замытия этой расходимости.

Размытие особенности: Борновское приближение, $n \gg |\lambda|$

Формула (2) была получена в приближении пертурбативного рассеяния на одной примеси. При $\varepsilon \rightarrow 0$ можно выделить 2 группы эффектов, нарушающих это приближение:

1. Эффекты, связанные с интерференцией актов рассеяния на разных примесях
2. Неборновские поправки к амплитуде рассеяния

Как мы увидим, при $n \gg |\lambda|$ «многопримесные» эффекты вступают в игру раньше, и неборновскими поправками можно пренебречь. При низких энергиях плоские волны являются плохим приближением для волновых функций в резонансной подзоне. Чтобы обойти эту трудность, мы воспользуемся результатами точного решения соответствующей одномерной задачи [1], [2]. Так,

$$v(\varepsilon) \approx v_{nonres}(\tilde{\varepsilon}) + v_{res}(\tilde{\varepsilon}), \tilde{\varepsilon} = \varepsilon - \bar{U}, \bar{U} = \lambda n / \pi \quad (3)$$

Здесь \bar{U} – сдвиг химпотенциала, $v_{res}(\varepsilon)$ – точная плотность состояний (с учётом беспорядка) в резонансной подзоне, $v_{nonres}(\varepsilon) = v_0$. Поправка в $v(\varepsilon)$ от гибридизации состояний нерезонансных и резонансной подзон $\delta v(\varepsilon_{bi}) \ll v_0$ мала (здесь $v_{res}(\varepsilon_{bi}) = v_0$), и потому несущественна (заметим, что это уже не так при $n \ll |\lambda|$). Масштаб размытия особенности (см рис. 1) $\varepsilon_{min} \sim (n\lambda^2)^{2/3}$ находится из условия неприменимости теории возмущений: $\tau^{-1}(\varepsilon_{min}) \sim \varepsilon_{min}$.

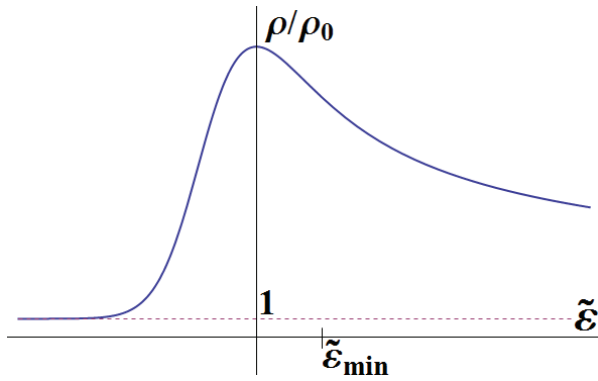


Рис. 1. Замытие особенности Ван Хоа при $n \gg |\lambda|$. Все энергии отсчитаны от среднего примесного потенциала: $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - \bar{U}$

Итоговое выражение для сопротивления имеет вид:

$$\rho(\varepsilon)/\rho_0 = 1 + (\tilde{\varepsilon}_{min})^{-1/2} Y(\tilde{\varepsilon}/\tilde{\varepsilon}_{min}) \quad (4)$$

$$Y(q) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^{\infty} \exp[-qx - x^3/12] dx/\sqrt{x} \quad (5)$$

Неборновское приближение, $n \ll |\lambda|$

Если учитывать только процессы рассеяния с участием резонансной подзоны в качестве промежуточного либо конечного состояния, то решение уравнения Дайсона дает следующее выражение для неборновской амплитуды рассеяния (см. [3]):

$$\lambda \rightarrow \Lambda = \Lambda_{2d} \left\{ 1 + \Lambda_{2d}/\pi\sqrt{-\varepsilon} \right\}^{-1} \quad (6)$$

где $\Lambda_{2d} \approx \lambda - i\lambda^{2\circ}$ — комплексная амплитуда рассеяния на точечной примеси для двумерного электрона. Т. о., неборновские эффекты становятся важны на масштабе энергий $\varepsilon_{nB} = (\lambda/\pi)^2$. Именно путём сравнения ε_{nB} и $\tilde{\varepsilon}_{min}$ можно выяснить, какой из двух эффектов наступит раньше. При $n < |\lambda|$ $\varepsilon_{nB} > \tilde{\varepsilon}_{min}$, и неборновские эффекты вступают в игру раньше. Для времени рассеяния из (6) получаем:

$$\tau_0/\tau(\varepsilon) = |\lambda|^{-1} \left((\varepsilon/\varepsilon_{nB})^{1/2} + (\varepsilon/\varepsilon_{nB})^{-1/2} \right)^{-1} \quad (7)$$

Здесь и далее мы будем рассматривать случай $\varepsilon > 0$. Так же как и в борновском случае, теория возмущений (и формула (6)) перестает работать при $\tau^{-1}(\varepsilon_{min}^{(nB)}) \sim \varepsilon_{min}^{(nB)}$ (но здесь для τ используется выражение (7), а не (2)), откуда $\varepsilon_{min}^{(nB)} \sim n^2$.

Учтём теперь в уравнении Дайсона процессы рассеяния, в которых резонансная подзона не участву-

ет. Для амплитуды рассеяния тогда получим (здесь, как и в (6), (7), $\varepsilon > n^2$):

$$\Lambda = \Lambda_{2d} \left\{ 1 + (i\sqrt{\varepsilon} + \Lambda_{2d}^*/\pi)^{-1} \Lambda_{2d}/\pi \right\} \quad (8)$$

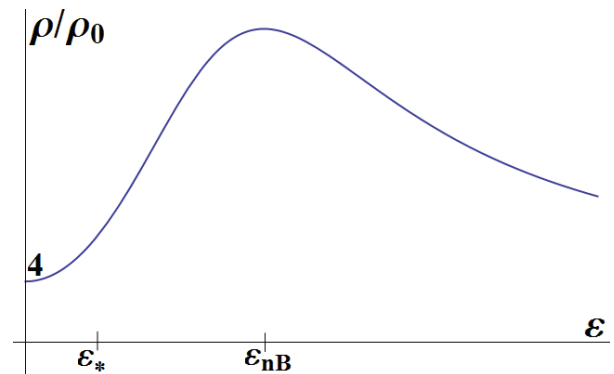


Рис. 2. Замытие особенности Ван Хоа при $n \ll |\lambda|$. Пик сопротивления находится в точке $\varepsilon = \varepsilon_{nB}$

Это приводит к следующей модификации формулы (7) для времени рассеяния:

$$\tau_0/\tau(\varepsilon) = |\lambda|^{-1} \left((\varepsilon/\varepsilon_{nB})^{1/2} + (\varepsilon/\varepsilon_{nB})^{-1/2} \right)^{-1} + F(\varepsilon/\varepsilon_{nB}) \quad (9)$$

$$F(x) = (x^2 + 3x + 4)/(x + 1)^2 \quad (10)$$

Первый член в (9) соответствует (7) и больше второго при $\varepsilon \gg \lambda^4$. Т. о., (6), (7) справедливы при $\varepsilon > \varepsilon_* \sim \min(n^2, \lambda^4)$ (см рис. 2).

Однако, поведение сопротивления можно проанализировать и при $\varepsilon < n^2$. Для этого следует воспользоваться знанием (для $\lambda > 0$) точных волновых функций соответствующей одномерной задачи [4] в качестве собственных функций в резонансной подзоне.

Приведём результат такого рассмотрения для времени рассеяния (и сопротивления):

$$\frac{\tau_0}{\tau(\varepsilon)} \approx \frac{1}{\lambda^2} \left\{ 4\lambda^2 + \pi^2 n \left(\exp[\pi n/\sqrt{\varepsilon}] - 1 \right)^{-1} \right\} \quad (11)$$

Литература

1. H. L. Frisch, S. R. Lloyd // Physical Review, V. 120, 1179 (1960).
2. B. I. Halperin // Physical Review A, V. 139, 104 (1965).
3. A. S. Ioselevich, N. S. Peshcherenko // Physical Review B, V. 99, 035414 (2019).
4. Yu. A. Bychkov, A. M. Dykhne // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz., V. 3, 313 (1966).

Раскрытие энергетической щели в области точки Дирака при осаждении кобальта на поверхность (0001) топологического изолятора BiSbTeSe_2

А.К. Кавеев^{1*}, В.А. Голяшов², О.Е. Терещенко², Д.А. Естюнин³, E.F. Schwier⁴

1 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

3 Санкт-Петербургский Государственный Университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7-9

4 Hiroshima University, 739-8527, Higashi Hiroshima, Japan

*kaveev@mail.ioffe.ru

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхность (0001) топологического изолятора BiSbTeSe_2 были нанесены суб-нанометровые покрытия Co. Методом лазерной фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением было обнаружено открытие энергетической щели в области точки Дирака. Предварительная оценочная ширина щели составляет 0.021 эВ.

Введение

В настоящее время выраженный научный интерес привлекают кристаллические топологические изоляторы (ТИ), относящиеся к трехмерным топологическим изоляторам. Поверхностные состояния этих материалов обладают экзотическими свойствами и топологически защищены кристаллической симметрией [1]. Эти материалы имеют уникальную электронную и спиновую структуру, заключающуюся в наличии запрещенной зоны в объеме материала, и наличии Дираковского конуса спин-поляризованных проводящих поверхностных состояний, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Нанесение сверхтонких ферромагнитных покрытий на поверхность ТИ привлекательно с точки зрения контроля проводящих свойств поверхностных состояний: возможно снятие топологической защищенности за счет эффекта близости, заключающегося во влиянии магнитного момента ферромагнетика на спин-поляризованные поверхностные состояния ТИ. Это снятие инверсии по времени должно приводить к снятию топологической защищенности и открытию энергетической щели в области Γ -точки. Обратный эффект заключается в возможном влиянии тока по спин-поляризованным состояниям на магнитный момент ферромагнитного покрытия.

В настоящей работе в качестве ТИ были использованы подложки четверного твердого раствора BiSbTeSe_2 , полученные методом Бриджмена. Нанесение ферромагнитных слоев Co осуществля-

лось в диапазоне температур от комнатной до 340°C методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) путем разогрева материала электронным ударом. Исследование электронной структуры поверхностных состояний проводилось методом лазерной фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ЛФЭСУР) на установке LARPES центра синхротронных исследований HiSOR (г. Хиросима, Япония) на основе титан-сапфирового лазера (Tsunami, Spectra Physics) с длиной волны 191-210 нм и мощностью 0.1-0.7 мВт.

Полученные результаты и обсуждение

Поверхность $\text{BiSbTeSe}_2(0001)$ подготавливалась путем скола в сверхвысоком вакууме ($\sim 10^{-9}$ мБар). Методом ЛФЭСУР показано, что чистая поверхность BiSbTeSe_2 демонстрирует наличие поверхностных состояний с линейным законом дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми находится в запрещенной зоне и пересекает поверхностные состояния в точке Дирака. При такой структуре поверхностных состояний наблюдение ее изменений в области точки Дирака методом ЛФЭСУР затруднительно. Однако было установлено, что нанесение сверхмалых количеств адсорбата (порядка 0.1 А) при комнатной температуре приводит к изгибу зон со смещением точки Дирака ниже уровня Ферми. Дальнейшее нанесение кобальта привело к появлению энергетической щели в спек-

тре дираковских поверхностных состояний (Рис. 1). Существование энергетической щели было зафиксировано при покрытиях от 0.4 Å и более, по крайней мере, до 2 Å, что примерно соответствует постоянной решетки кобальта (2.5 Å).

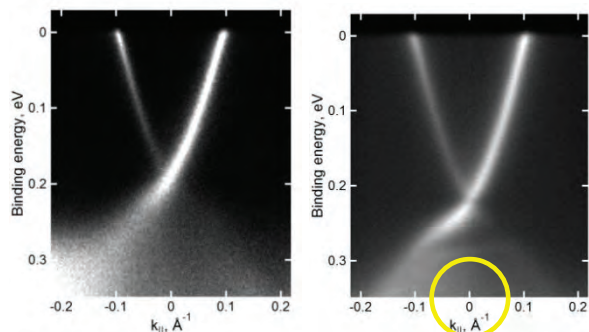


Рис. 1. Изгиб зон после осаждения 0.1 Å адсорбата при комнатной температуре (а) и открытие энергетической щели (б) в спектре дираковских поверхностных состояний в системе Co/BiSbTeSe₂. Рисунок (б) соответствует нанесению 0.6 Å кобальта при температуре 300°C

Ширина энергетической щели может быть предварительно оценена как 0.021 эВ, не зависимо от величины покрытия кобальтом.

Для выяснения природы энергетической щели были проведены предварительные измерения зависимости ее ширины от температуры в диапазоне 15–150 К, при этом какого-либо изменения ширины щели не было замечено, что позволяет предположительно говорить о немагнитной природе щели. Магнитная и немагнитная щели были обнаружены, соответственно, в работах [2, 3] при изучении объемного ТИ Bi₂Se₃, легированного Mn, в первой работе, и при интеркаляции ионов Mn в Bi₂Se₃ в процессе МЛЭ во второй работе. Существование немагнитной щели может быть связано с химической гибридизацией поверхностных состояний при внедрении примесных атомов [4], что, предположительно, может иметь место и в случае Co/BSTS₂ в предположении растворения Co в поверхностном слое ТИ. Следует отметить, что существует крайне малое количество работ, посвященное экспериментальному наблюдению систем Me/ТИ с открытой энергетической щелью. Наблюдаемое в этих рабо-

тах открытие щели (как правило, с использованием атомов Mn) происходит при легировании ТИ. При этом отсутствуют работы, связанные с открытием энергетической щели в системе Me/ТИ при нанесении металла на поверхность ТИ. В частности, прежние попытки открытия энергетической щели путем нанесения Fe и Co на поверхность ТИ Bi₂Se₃ и Bi₂Te₃ были безуспешными [5–7]. В настоящее время продолжают работы по обработке и анализу полученных данных ЛФЭСУР.

Работа поддержана проектом РФФИ 17-02-00729.

Литература

1. H. Hsieh, et al., Topological crystalline insulators in the SnTe material class // *Nat. Commun.*, 3, 982, (2012). <https://doi.org/10.1038/ncomms1969>.
2. Y. L. Chen et al., Massive Dirac fermion on the surface of a magnetically doped topological insulator, // *Science* 329, 659–662, (5992), DOI: 10.1126/science.118992.
3. J. Sanchez-Barriga et al., Nonmagnetic band gap at the Dirac point of the magnetic topological insulator (Bi_{1-x}Mn_x)₂Se₃, *Nat. commun.*, 7, 10559, (2016), DOI: 10.1038/ncomms10559
4. Zhang, Y. et al. Crossover of the three-dimensional topological insulator Bi₂Se₃ to the two-dimensional limit. // *Nat. Phys.* 6, 584–588 (2010)
5. M. Ye et al., Quasiparticle interference on the surface of Bi₂Se₃ induced by cobalt adatom in the absence of ferromagnetic ordering. // *Phys. Rev. B.*, 85, 205317 (2012).
6. M. R. Scholz et al., Intact Dirac cone of Bi₂Te₃ covered with a monolayer Fe. // *Phys. Status Solidi RRL* 7, No. 1–2, 139–141 (2013), DOI 10.1002/pssr.201206469
7. M. R. Scholz et al., Tolerance of Topological Surface States towards Magnetic Moments: Fe on Bi₂Se₃. // *Phys. Rev. Lett.*, 108, 256810 (2012).

Нелокальный фотоотклик в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром в терагерцовом спектральном диапазоне

А.С. Казаков^{1,*}, А.В. Галеева¹, А.И. Артамкин¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов², М.И. Банников³, С.Н. Данилов⁴, Л.И. Рябова⁵, Д.Р. Хохлов^{1,3}

1 Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия.

2 Институт физики полупроводников СО РАН, пр. академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

3 Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991, Россия.

4 Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

5 Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991, Россия.

*askazakov@physics.msu.ru

В работе исследована нелокальная фотопроводимость, стимулированная терагерцовым импульсным излучением, в эпитаксиальных слоях на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \leq 0.16$). Наблюдаемые особенности неравновесных процессов в магнитном поле указывают на реализацию нелокального режима электронного транспорта в исследованных структурах. Полученные результаты обсуждаются в рамках качественной модели, включающей в себя сосуществование объемных и краевых каналов проводимости.

Введение

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ демонстрируют переход из топологической фазы с бесщелевым инверсным энергетическим спектром (при $x < 0.16$) в тривиальное состояние с нормальной зонной структурой (при $x > 0.16$). Современные технологии эпитаксиального синтеза позволяют получать пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с низкими концентрациями носителей заряда в объеме, ввиду чего в этих объектах удается зарегистрировать терагерцовую фотопроводимость. Знак фотопроводимости зависит от характера энергетического спектра [1]. В настоящей работе исследован терагерцовый фотоотклик в эпитаксиальных пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром в конфигурации, позволяющей определить вклад нелокального транспорта в наблюдаемые явления.

Методика эксперимента

Исследованные структуры $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.12 < x < 0.16$) с толщиной активного слоя ~ 4 мкм синтезированы на полуизолирующей подложке GaAs [013] с буферными слоями CdTe и ZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Транспортные свойства структур изучены в диапазоне температур 4.2 – 300 К. Все образцы характеризуются n-типом проводимости. Значения концентрации свободных электронов в объеме составляют $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2$ К. Исследование фотопроводимости проведено

в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением в диапазоне частот 0.6 – 3.9 THz в магнитных полях до 4 Тл (в геометрии Фарадея) при $T = 4.2$ К. Измерения были проведены в нелокальной конфигурации типа H-bar с различными геометрическими параметрами, в том числе с варьируемым расстоянием между парами токовых и потенциальных контактов. Схема измерений нелокального фотоотклика представлена на вставке на рис. 1.

Результаты и обсуждение

В отсутствие магнитного поля фотоотклик практически отсутствует или пренебрежимо мал по сравнению с сигналом, зарегистрированным при введении магнитного поля. На вставке в рис. 1 представлены типичные кинетики фотоотклика, зарегистрированные в магнитном поле $B = 0.075$ Т при изменении знака подаваемого на образец напряжения смещения. Следует обратить внимание на отсутствие отклика при нулевом напряжении смещения и смену знака отклика на противоположный при обращении полярности смещения. Типичные кинетики фотоотклика, измеренные с различных пар контактов, в разной степени удаленных от линии протекания тока, приведены на рис. 1. Фотоотклик весьма незначительно зависит от расстояния между парой потенциальных (2-7, 3-6, 4-5) и парой токовых (1-8) контактов. Важно, что измеренное в той же конфигурации падение напряжения в темновых

условиях экспоненциально падает по мере удаления пары потенциальных контактов от линии тока.

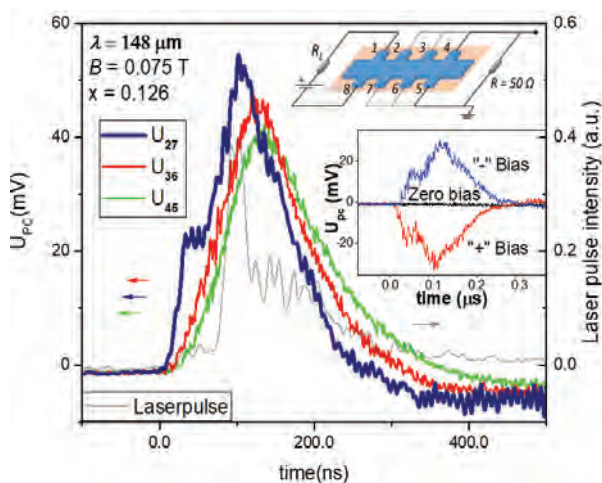


Рис. 1. Кинетика фотоотклика, индуцированного излучением с $\lambda = 148$ мкм, в образце с $x = 0.126$, измеренная с различных пар контактов в магнитном поле $B = 0.075$ Т. Синяя, красная и зеленая кривые соответствуют кинетикам фотоотклика, измеренным с пар контактов 2-7, 3-6 и 4-5 соответственно. На вставках приведены геометрия образца и схема его подключения и типичные кинетики фотоотклика для различных полярностей напряжения смещения.

Полученные результаты указывают на качественное изменение механизмов транспорта при включении лазерной подсветки. Тогда как в отсутствие подсветки транспорт осуществляется по объему образца, в условиях подсветки реализуется нелокальный режим проводимости. Таким образом, наблюдаемый фотоотклик связан с формированием краевого канала электронного транспорта.

Также нами был проведен эксперимент в иной конфигурации подключения образца: смещение подавалось на одну из центральных пар контактов (3-6, см. вставку на рис. 2), и измерения фотоотклика были произведены с правой и левой сторон от линии тока (рис. 2, а – d) при различных направлениях магнитного поля и полярностях батареи.

Изменение направления магнитного поля при фиксированной схеме подключения образца, как и изменение относительного расположения пар потенциальных и токовых контактов при фиксированном направлении магнитного поля, приводит к изменению знака фотоотклика (рис. 2 а-d). Одновременное изменение этих двух параметров знак фотоотклика не изменяет. Это свидетельствует о зависимости направления индуцированного краевого тока от полярности приложенного магнитного поля.

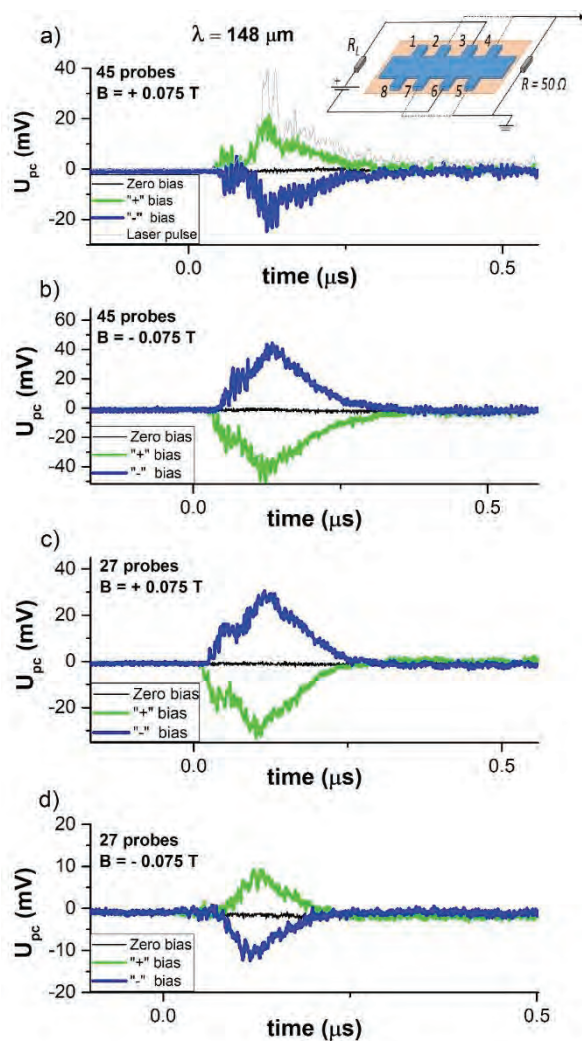


Рис. 2. Кинетика фотоотклика, индуцированного излучением с длиной волны 148 мкм в магнитном поле $B = 0.075$ Т в образце с составом $x = 0.126$. Напряжение смещения подавалось на пару контактов 3-6, измерения фотопроводимости были произведены с контактов 2-7 (с,d) и 4-5 (а,b). На схеме изображена геометрия и схема подключения образца

Таким образом, было продемонстрировано наличие вклада нелокальной компоненты фотоотклика в терагерцовую фотопроводимость в исследованных структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-32-90259.

Литература

1. А. В. Галеева и др. // Письма в "ЖЭТФ". — 2017. — Т. 106, № 3. — С. 156–160.
2. A. V. Galeeva et al. // Beilstein journal of nanotechnology. — 2018. — Vol. 9. — P. 1035–1039.

Кинетика антипересечения вицинальных и дислокационно-индуцированных атомных ступеней на поверхностях кристаллов

Д.М. Казанцев^{1, 2, *}, В.С. Хорошилов^{1, 2}, В.Л. Альперович^{1, 2}, С. Coureau³, М. Drouet³

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

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

3 Pprime Institute, Department of Physics and Mechanics of Materials, University of Poitiers/CNRS/ENSMA, France.

*dmkasantsev@isp.nsc.ru

Экспериментально обнаружено явление антипересечения вицинальных и дислокационных ступеней на поверхностях кристаллов Au(111), Ni₃Al(111) и GaAs(001), заключающееся в формировании трехуровневой конфигурации рельефа с двумя новыми комбинированными непересекающимися ступенями, ограничивающими противоположные области с верхней и нижней террасами. Экспериментально, методом СТМ, и теоретически, с помощью моделирования Монте-Карло, изучен процесс образования перешейка между касающимися углами комбинированных ступеней.

Введение

Атомные ступени на поверхности определяют механизмы роста и сублимации кристаллов, жидкостного и газового травления, а также другие технологически важные процессы. Близкие к идеальным вицинальные кристаллические поверхности состоят из регулярных атомно-гладких террас, разделенных ступенями монокатной высоты, с шириной террас, определяемой углом разориентации от сингулярной грани. Другой тип атомных ступеней обусловлен дислокациями, которые могут быть унаследованы от подложки или введены вследствие пластической релаксации механических напряжений.

Свойства каждого из этих типов ступеней по отдельности хорошо изучены, однако лишь недавно монокатные вицинальные и дислокационные ступени удалось наблюдать совместно на гладких ступенчатотеррасированных поверхностях Au(111) [1] и GaAs(001) [2]. В [1,2] установлено, что взаимодействие между вицинальными и дислокационными ступенями меняет топологию поверхности и приводит к образованию трехуровневой конфигурации рельефа с двумя новыми комбинированными непересекающимися ступенями, ограничивающими противоположные области с верхней и нижней террасами.

В данной работе экспериментально, методом сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии, и теоретически, с помощью моделирования Монте-Карло, изучена кинетика образования перешейка между касающимися углами комбинированных ступеней на поверхности Au(111) [3].

Методика эксперимента

Ступенчато-террасированная поверхность Au(111) была подготовлена с помощью циклов бомбардировки ионами Ag и отжига при 850 К в условиях сверхвысокого вакуума ($< 10^{-10}$ мбар). Эксперименты проводились в установке «Наноласт», совмещающей устройство для контролируемого сжатия образца со сверхвысоковакуумным сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) [2,3]. Образцы были подвергнуты одноосному сжатию вдоль кристаллографического направления $[\bar{1}10]$ при низкой температуре $T = 180$ К, чтобы ввести дислокационные ступени вдоль направлений $[01\bar{1}]$ и $[\bar{1}01]$, т.е. под углом $\pm 60^\circ$ от направления сжатия. После локализации в СТМ видимых пересечений вицинальных и дислокационных ступеней, образцы нагревались до комнатной температуры, чтобы проследить кинетику ширины перешейка [3].

Результаты и обсуждение

Взаимодействие между вицинальными и дислокационными ступенями проиллюстрировано на рис. 1 СТМ-изображениями поверхности Au(111) после пластической деформации при низкой температуре $T = 180$ К (слева) и после последующего одночасового отжига при комнатной температуре (справа). До деформации поверхность имела ступенчато-террасированный рельеф с неровными вицинальными (V) ступенями монокатной высоты 0.235 нм. Деформация сжатия $\epsilon_p = 0.29$ % привела к образованию прямолинейных дислокационных (Т) ступеней той же высоты, которые пересекают ви-

цинальные ступени. Вблизи видимых пересечений вицинальных и дислокационных ступеней имеется четыре террасы на трех последовательных атомных уровнях, обозначенных 0, 1 и 2. Противоположные верхняя (2) и нижняя (0) террасы ограничиваются новыми «комбинированными» моноатомными ступенями, которые касаются друг друга острыми углами. На рис. 1 эти ступени обозначены штриховой и пунктирной линиями, соответственно. При низкой температуре $T = 180$ К такой рельеф сохраняется более часа. При комнатной температуре $T = 300$ К между комбинированными ступенями образуется «перешеек» нанометровых размеров, разделяющий верхнюю и нижнюю террасы, и соединяющий террасы одинаковой промежуточной высоты (рис. 1, справа). В результате образуется лестница комбинированных ступеней C , которые состоят из чередующихся отрезков бывших вицинальных и дислокационных ступеней. Такое антипересечение ступеней наблюдалось на поверхности ряда кристаллов: металлов (Au и Ni₃Al) [1,3], полупроводника (GaAs) [3] и диэлектрика (NaCl) [4].

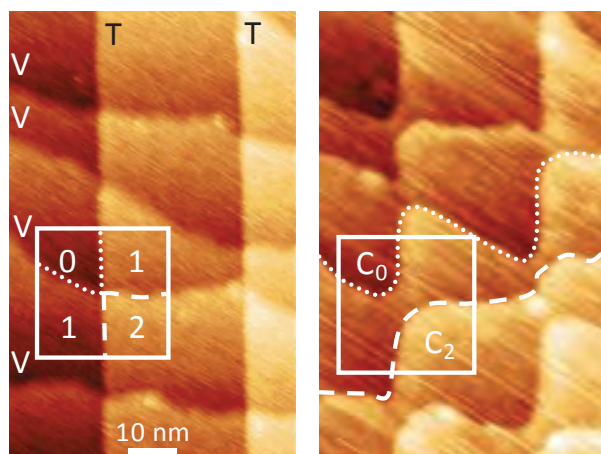


Рис. 1. СТМ-изображения поверхности Au(111) с видимыми пересечениями вицинальных (V) и дислокационных (T) ступеней до (слева) и после (справа) отжига при $T = 300$ К в течение одного часа. Одно из антипересечений отмечено квадратом. Числа 0, 1 и 2 внутри квадрата показывают атомные уровни террас. Комбинаторные ступени C_0 and C_2 показаны пунктирной и штриховой линиями, соответственно

Для выяснения вклада микроскопических механизмов, участвующих в образовании перешейка, было проведено моделирование Монте-Карло [3]. Пример модельного рельефа вблизи пересечения ступеней под углом $2\alpha = 60^\circ$ до и после отжига при

$T = 300$ К в течение часа представлен на рис. 2 (слева). Чтобы определить ширину перешейка $w(t)$, углы комбинированных ступеней были аппроксимированы дугами окружности. Модельная кинетика ширины перешейка, описывающая экспериментальные данные на Au(111), показана на рис. 2 (справа). Ширина перешейка увеличивается со временем по степенному закону с показателем $\beta = 0.45 \pm 0.01$, что значительно отличается от корневой зависимости ($\beta = 0.5$), характерной для одночастичной диффузии. Перешеек образуется из-за (1) диффузии адатомов от верхней к нижней террасе и (2) диффузии адатомов вдоль комбинированных ступеней. Моделирование показало, что первый механизм доминирует, причём доля второго механизма уменьшается с $\sim 30\%$ до 25% при увеличении ширины перешейка от 1 до 10 нм.

Моделирование Монте-Карло выполнено за счёт гранта РНФ (проект № 19-72-30023).

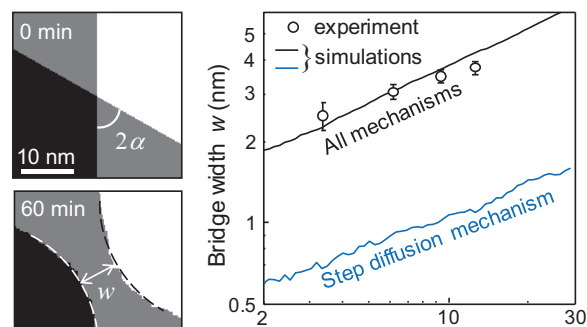


Рис. 2. Моделирование Монте-Карло пересечения ступеней под углом $2\alpha = 60^\circ$ и образования перешейка шириной w после отжига при $T = 300$ К. На графике показаны модельная кинетика ширины перешейка для обоих механизмов (верхняя линия) и только механизма диффузии вдоль ступеней (нижняя линия). Точки – эксперимент на Au(111)

Литература

1. C. Coupeau, O. Camara, M. Drouet et al. // Phys. Rev. B, V. 93, 041405 (2016).
2. I.O. Akhundov, D.M. Kazantsev, V.L. Alperovich et al. // Scr. Mater., V. 114, 125 (2016).
3. C. Coupeau, D.M. Kazantsev, M. Drouet et al. // Acta Mater., V. 175, 206 (2019).
4. H. Hoche, H. Bethge // J. Cryst. Growth, V. 33, 246 (1976).

Особенности МДП-структур на основе изолирующих пленок PbSnTe:In с составом вблизи инверсии зон, обусловленные их сегнетоэлектрическими свойствами

А.Э. Климов^{1,2,*}, А.Н. Акимов¹, И.О. Ахундов¹, В.А. Голяшов^{1,3}, Д.В. Горшков¹, Д.В. Ищенко¹, Е.В. Матюшенко¹, И.Г. Неизвестный^{1,2}, Г.Ю. Сидоров¹, С.П. Супрун¹, А.С. Тарасов¹, В.С. Эпов¹, О.Е. Терещенко^{1,3}

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

² Новосибирский Государственный Технический Университет, пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

³ Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*klimov@isp.nsc.ru

Исследованы характеристики МДП-структур на основе изолирующих пленок PbSnTe:In с составами вблизи инверсии зон, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Показано, что ряд их особенностей могут быть вызваны сегнетоэлектрическим фазовым переходом с температурой Кюри в области примерно $T \approx (15 - 20)$ К.

Введение

Ширина запрещенной зоны твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ зависит от состава и температуры и лежит в интервале $E_g \approx 0 \div 0,4$ эВ. В настоящее время особый интерес связан с составами вблизи $x_{inv} \sim 0,35$, где при гелиевых температурах происходит инверсия краев разрешенных зон, а E_g стремится к нулю. В области инверсии зон $x > x_{inv}$ PbSnTe находится в фазе топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1], а в области $x \sim (0,22 - 0,3) < x_{inv}$ при добавлении в PbSnTe индия с концентрацией до нескольких ат. % может быть реализовано «изолирующее» состояние PbSnTe:In с крайне низкой проводимостью [2]. Имеются данные, что ТКИ-фаза может наблюдаться в пленках PbSnTe:In даже при $x < 0,35$, а «изолирующее» состояние – в том числе и при $x > 0,3$. Таким образом, имеется потенциальная возможность совместить эти две особенности PbSnTe в одной области $x \sim (0,3 - 0,35)$. Это представляет особый интерес для задач спинтроники, так как в этом случае связанная с дираковскими состояниями поверхностная проводимость не будет «шунтироваться» высокой проводимостью объема. Помимо этого, известно, что SnTe и PbTe являются нормальным и виртуальным сегнетоэлектриками, соответственно, а в PbSnTe температура Кюри T_C зависит от состава x [3]. По ряду данных, уже при $x > (0,2 - 0,24)$ $T_C > 20$ К. В этом случае составы исследованных в настоящей работе пленок PbSnTe:In таковы, что

при гелиевых температурах они должны находиться в сегнетоэлектрической фазе. При этом спонтанная и вынужденная поляризация, а также доменная структура пленок могут проявляться в ряде особенностей PbSnTe:In МДП-структур и, по-видимому, должны учитываться в дальнейшем при анализе свойств, связанных с ТКИ-особенностями.

Результаты и обсуждение

В работе исследованы МДП-структуры, в которых в качестве диэлектрика использовалась 8-ми микронная майларовая пленка и Al_2O_3 . Схематичное изображение экспериментальной структуры приведено на рисунке 1. Исток и сток n^+ -типа проводимости были разделены «изолирующим» каналом шириной 50 мкм или менее.

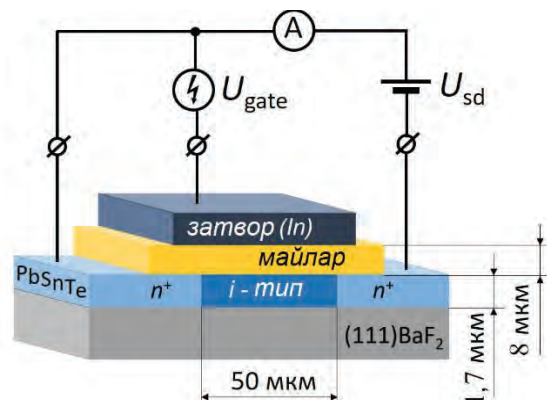


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной структуры

Монокристаллические пленки PbSnTe с подвижностью электронов в области температур $T \approx (30 - 40)$ К свыше $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

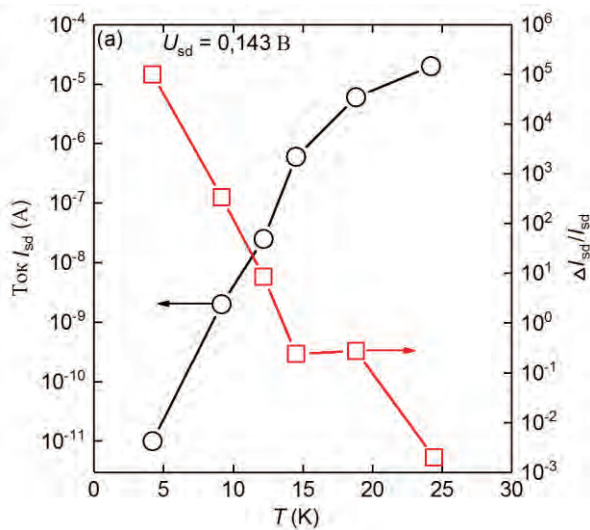


Рис. 2. Температурные зависимости тока исток/сток I_{sd} (круги, левая шкала) и характерного максимального относительного изменения $\Delta I_{sd} / I_{sd}$ (квадраты, правая шкала) при приложении затворного напряжения $U_{gate} = +1250$ В

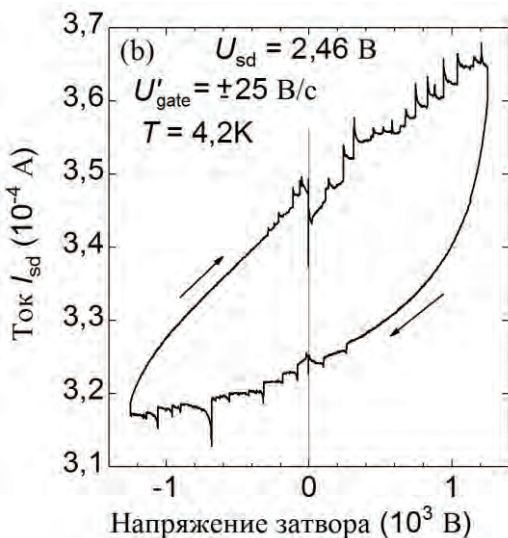


Рис. 3. Зависимость тока канала I_{sd} от напряжения затвора. В интервале $T \sim (4,2 - 30)$ К измерялся ток в канале при разных зависимостях затворного напряжения U_{gate} от времени. На рисунке 2, круги и левая шкала, показана температурная зависимость «темнового» тока канала при $U_{gate} = 0$ и напряжении исток/сток $U_{sd} = 0,143$ В. Квадраты и правая шкала отображают характерное максимальное изменение тока канала при $U_{gate} = +1250$ В. Видно, что в области $T \sim (15 - 20)$ К, по ряду данных близкой к T_C для

исследованного состава PbSnTe:In, наблюдается особенность в виде «излома». На рисунке 3 приведена зависимость тока канала МДП-структуры от затворного напряжения при более высоком напряжении исток/сток $U_{sd} = 2,46$ В. Скорость изменения напряжения затвора $U'_{gate} = \pm 25$ В/с, $T = 4,2$ К. Гистерезис характеристики обусловлен «медленными» поверхностными состояниями. В областях U_{gate} от $-0,4$ кВ до $+1,25$ кВ (верхняя ветка) и от $-1,25$ кВ до $+0,4$ кВ (нижняя ветка) видны «выбросы», которые отсутствуют при уменьшении $|U_{gate}|$ от максимальных до почти нулевых значений (области вблизи стрелок). Особенности зависимости на рисунке 2 согласуются с рассматриваемой в работе моделью, учитывающей наличие медленных поверхностных состояний и предполагающей существование некоторого количества сегнетоэлектрических доменов в канале. «Выбросы» в этом случае объясняются вынужденной реполяризацией доменов с резким изменением распределения электрического поля и тока в канале. Области напряжений, в которых такие выбросы наблюдаются или отсутствуют, объясняются тем, что на домены действует суперпозиция внешнего (затворного) электрического поля и поля локализованного поверхностного заряда ловушек, сравнимого по величине с полем затвора.

Заключение

Ряд особенностей характеристик МДП-структур на основе пленок PbSnTe:In находит объяснение в рамках модели, предполагающей наличие в них сегнетоэлектрического фазового перехода и «медленных» поверхностных состояний. Это необходимо учитывать при анализе свойств PbSnTe:In с составами, близкими к фазе топологического изолятора, так как в этой же области могут проявляться и сегнетоэлектрические свойства.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 20-02-00324.

Литература

1. Tian Liang, Satya Kushwaha, Jinwoong Kim *et al.* // Science Advances, V. 3, no. 5, e1602510 (2017).
2. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов. // УФН, Т. 172, №8, 875 (2002).
3. А. I. Lebedev, I. A. Sluchinskaya. // Ferroelectrics, V. 157:1, 275 (1994).

Морфология поверхности и электронные свойства Si-легированных эпитаксиальных пленок GaAs на подложках GaAs (110)

А.Н. Клочков^{1,*}, Е.А. Климов¹, А.А. Зайцев², Г.Б. Галиев¹, С.С. Пушкарев¹, Р.Р. Галиев¹

¹ ФГАНУ ИСВЧПЭ имени В.Г. Мокерова РАН, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, Москва, 117105.

² Национальный исследовательский университет «МИЭТ», площадь Шокина, дом 1, Зеленоград, Москва, 124498.

*klochkov_alexey@mail.ru

Легированные кремнием слои GaAs с ориентацией (110) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в широком диапазоне условий роста. Установлено, что электронные свойства и шероховатость поверхности пленок GaAs:Si (110) существенно зависят от условий формирования. Пленки GaAs:Si (110), обладающие высокой концентрацией и подвижностью носителей заряда и демонстрирующие яркие спектры фотолюминесценции, обычно характеризуются развитой фасетированной поверхностью. Наиболее оптимальной совокупностью характеристик обладал образец, выращенный при пониженной температуре $T_G = 480$ °С и соотношении давлений молекул As₄ и атомов Ga $\gamma = 42$.

Эпитаксиальный рост на подложках (110) значительно сложнее, чем на традиционных подложках с ориентацией (100). Из-за неполярности поверхности (110) молекулы As значительно быстрее десорбируются с ростовой поверхности, чем в случае (100). При «стандартных» для GaAs условиях эпитаксиального роста в условиях недостатка As пленки GaAs получают шероховатыми [1]. Более гладкая поверхность, согласно литературе, получается при пониженных температурах 460 – 520 °С, при высоком потоке мышьяка и малых скоростях роста $v_G = 20 - 80$ Å/мин.

Образцы и методы исследований

В работе методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (110) выращены толстые пленки GaAs, легированные кремнием. Особенность работы состоит в исследовании «толстых» эпитаксиальных пленок GaAs (110), полученных при умеренной скорости роста 90 Å/мин. Образцы содержали однородно легированный кремнием Si слой GaAs толщиной 670 нм и нелегированный буфер GaAs толщиной 135 нм. Подложки GaAs (110) монтировались на молибденовых носителях с помощью индия.

Подвижность и концентрация носителей заряда определялись с помощью измерений сопротивления и эффекта Холла при 300 К. Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) выполнялись при 77 К при накачке твердотельным лазером с $\lambda = 409$ nm и $W = 200$ mW.

Экспериментальные результаты

В табл. 1 приведены условия роста образцов и результаты измерений типа проводимости, значений подвижности μ и концентрации носителей заряда, среднеквадратичной шероховатости R_q . На рис. 1 приведены изображения поверхности образцов в сканирующем электронном микроскопе, полученных при различных T_G .

Таблица 1. Условия роста и свойства пленок GaAs:Si (110)

T_G , °С	γ	Тип	μ , см ² /(Вс)	Конц., см ⁻³	R_q , нм
410	55	-	-	-	5.2
460	53	n	230	$4.5 \cdot 10^{16}$	5.8
480	14	n	300	$2.8 \cdot 10^{17}$	8.4
480	24	n	620	$3.7 \cdot 10^{17}$	5.5
480	42	n	895	$4.3 \cdot 10^{17}$	3.6
480	84	-	-	-	4.2
510	46	n	230	$1.3 \cdot 10^{17}$	8.5
550	42	n	430	$3.5 \cdot 10^{17}$	15.3
580	16	p	51	$4.3 \cdot 10^{17}$	117
580	25	-	-	-	12.3
580	58	n	1040	$2.5 \cdot 10^{17}$	15.5
580	80	-	-	-	21.9
620	58	n	2390	$5.6 \cdot 10^{17}$	11.1
680	44	n	690	$3.9 \cdot 10^{17}$	51.3

При низких $T_G \leq 510$ °С шероховатость поверхности пленок GaAs:Si $R_q < 9$ нм. При увеличении температуры роста на поверхности появляются пирамидальные фасетированные особенности, кристаллографически ориентированные вдоль направления [001], значительно возрастает шероховатость R_q .

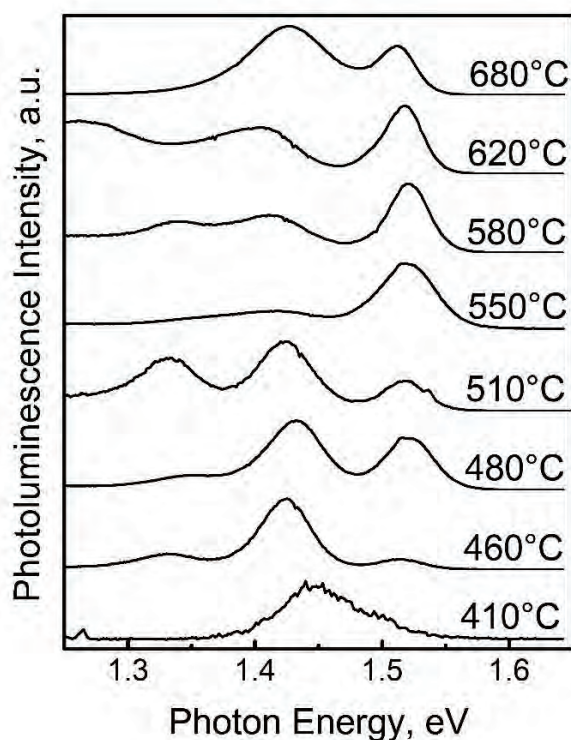


Рис. 2. Спектры ФЛ пленок GaAs:Si (110), полученных при различных температурах T_G и значениях $\gamma = 40 - 60$

При высоких T_G свойства пленок GaAs:Si (110) существенно зависят от γ . Для серии образцов, полученных при $T_G = 580$ °C, низкий поток As привел к проводимости p -типа и формированию на поверхности пленки капель Ga. При увеличении γ до 58 тип проводимости пленок GaAs:Si изменился на электронный. При этом как образец, выращенный при промежуточном $\gamma = 25$, так и образец с высоким значением $\gamma = 80$ являлись непроводящими.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ пленок GaAs:Si (110) в зависимости от T_G .

Кроме межзонной рекомбинации при $\hbar\omega > 1.51$ эВ на спектрах ФЛ наблюдаются множественные переходы при энергиях меньше ширины запрещенной зоны GaAs.

Различие формы спектров связывается с изменением концентрации точечных дефектов V_{Ga} , V_{As} и донорных и акцепторных дефектов Si_{Ga} и Si_{As} в GaAs. Интенсивность ФЛ слоев GaAs:Si (110) возрастала при увеличении температуры роста.

Заключение

При получении пленок GaAs (110) необходимо выбирать условия эпитаксиального роста исходя из требований к параметрам слоев: для буферных слоев с минимальной шероховатостью желательно снижение $T_G < 510$ °C, сопровождающееся уменьшением концентрации, подвижности электронов и интенсивности спектров фотолюминесценции. Для получения активных слоев лучше использовать более высокие температуры $T_G \geq 580$ °C и $\gamma \approx 60$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №18-32-20207 мол-а-вед, 18-32-00157 мол_а).

Литература

C.D. Yerino, B. Liang, D.L. Huffaker *et al.* // J. Vac. Sci. Technol. B, V. 35, 010801 (2017).

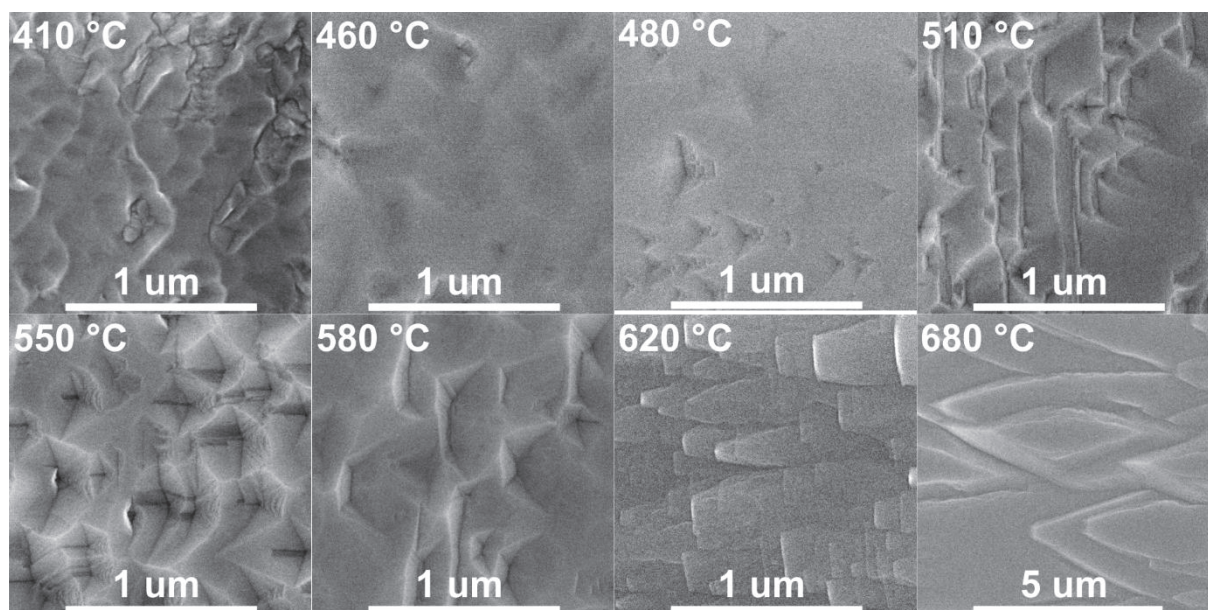


Рис. 1. Поверхность пленок GaAs:Si (110), полученных при различных температурах T_G и значениях $\gamma = 40 - 60$

Времена релаксации и инверсия населенностей возбужденных состояний доноров As в германии

К.А. Ковалевский^{1,*}, Р.Х. Жукавин¹, Ю.Ю. Чопорова^{2,3}, В.Н. Шастин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090

³ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, 630090

*atan4@yandex.ru

Проведены экспериментальные исследования времен релаксации возбужденных состояний доноров мышьяка в германии при криогенных температурах $T < 15$ К. Измерения выполнялись оптическим методом «накачка-зондирование» с использованием излучения лазера на свободных электронах. В эксперименте использованы два варианта возбуждения примесных центров: из основного состояния донора $1s(A_1)$ и первого возбужденного $1s(T_2)$, имеющего конечную термическую населенность. Показано, что время распада состояния $2p_0$ составляет ~ 0.8 нс, а состояния $3p_{\pm}$ – порядка 0.6 нс, $2p_{\pm} \sim 0.6$ нс. Полученные данные позволяют сделать вывод о возможности формирования инверсной населенности и усиления терагерцового излучения на $2p_{\pm}$, $2p_0 \rightarrow 1s(T_2)$ переходах при оптическом возбуждении указанных примесных центров.

Введение

Создание инверсии при оптическом возбуждении в n -Ge по аналогии с донорами пятой группы в кремнии было предложено в работе [1].

Мышьяк с максимальным химическим сдвигом среди мелких доноров и минимальным уровнем населенности нижнего рабочего состояния в равновесных условиях должен обеспечить наилучшие условия формирования инверсии по сравнению с остальными донорами германия (P, Li, Bi, Sb) [2].

В контексте поставленной задачи знание времен релаксации возбужденных состояний примеси, в особенности, нижних нечетных состояний $2p_0$, $2p_{\pm}$, $3p_{\pm}$ и состояний $1s$ является наиболее важным.

Данная работа предлагает исследование методом «накачка-зондирование» времен релаксации возбужденных состояний мышьяка, обусловленных взаимодействием с акустическими фононами, в германии при температурах, близких к температуре жидкого гелия, сравнение измеренных времен с временами, полученными теоретически в работе [1], а также проверку сделанного в ней утверждения о возможности создания инвертированного распределения носителей по состояниям донора мышьяка в германии при оптическом возбуждении и, следовательно, возможности создания источника стимулированного излучения на основе германия в ТГц диапазоне.

Эксперимент

Кристаллы германия были выращены методом Чохральского с концентрацией мышьяка $N_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и пренебрежимо малой компенсацией ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Образцы имели размеры $(0.5 - 1) \text{ мм} \times 10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$. Угол между полированными гранями $10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм}$ составлял $\sim 1.5^\circ$. Образец помещался в проточный гелиевый криостат *Janis ST-100* с окнами TPX (полоса пропускания от 15 мкм). Измерения времен релаксации состояний мышьяка проведены на экспериментальной установке «накачка-зондирование» при Сибирском Центре Синхротронного и Терагерцового Излучения. В качестве источника использовался ЛСЭ *NovoFEL*. В данном эксперименте использовалась первая очередь ЛСЭ с возможностью перестройки в диапазоне $\lambda = 90 - 220$ мкм, длительностью импульса ~ 100 пс и частотой повторения 5.6 МГц. Средняя мощность излучения накачки не превышала 100 мВт. После прохождения образца излучение регистрировалось с помощью приемников Голея.

Обсуждение результатов

Рис.1 представляет результат измерения сигнала «*pump-probe*» для $2p_0$ – самого глубокого состояния p -типа (энергия связи 4.75 эВ, квант накачки – 9.4 эВ) при температуре около 4 К. Временная зависимость сигнала достаточно хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией с характерным временем порядка 0.8 нс. Также был исследо-

ван сигнал «накачки-зондирования» при возбуждения уровня $2p_{\pm}$ (энергия связи 1.74 мэВ, квант накачки – 8.2 мэВ) в температурном диапазоне 4 – 12 К. *Рис.1* демонстрирует отклик для случая возбуждения перехода $1s(T_2) \rightarrow 2p_{\pm}$. При температуре образца 4 К сигнал имеет короткий пик длительностью ~ 160 пс, который переходит в более длительный «хвост» с характерным временем спада ~ 1.4 нс. Дополнительно было исследовано состояние $3p_{\pm}$ (энергия связи 1.03 мэВ, квант накачки – 13 мэВ), находящееся на 0.7 мэВ выше состояния $2p_{\pm}$. В данном случае сигнал можно аппроксимировать экспоненциально спадающей функцией со временем ~ 0.6 нс (*рис.1*).

Согласно полученным экспериментальным данным длительность «*pump-probe*» отклика, определяемая в простейшем случае временем возвращения носителей в основное состояние примеси, при накачке в состояние $2p_0$ имеет значение ~ 0.8 нс. Вычисление этого же времени, используя теоретические значения темпов релаксации [1], дает несколько меньшее, но близкое значение ~ 0.5 нс. Состояние $2p_0$ является самым нижним среди возбужденных уровней донора после $1s(T_2)$ и, если пренебречь временем релаксации $1s(T_2)$, можно принять экспериментально измеренное время отклика за время жизни $2p_0$.

Анализ скорости релаксации состояния $2p_{\pm}$ методом пробного импульса производился при накачке из состояния триплета $1s(T_2)$, которое вследствие относительно небольшого энергетического зазора (~ 4.2 мэВ) между уровнями основного состояния и состояния $1s(T_2)$ оказывается термически заселенным. Спадание сигнала «*pump-probe*» при возбуждении системы на частоте перехода $1s(T_2) \rightarrow 2p_{\pm}$ включает в себя две временные компоненты и описывается двумя экспонентами длительностью ~ 1.4 нс и ~ 160 пс. Можно показать, что при малом темпе перехода $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$ и достаточно низких температурах, когда числа заполнения фононов малы, время заселения $1s(T_2)$ приблизительно равняется обратной величине темпа перехода $1s(T_2) \rightarrow 1s(A_1)$, который при таких условиях фактически равняется темпу спонтанного излучения фононов. Характерный временной масштаб быстро спадающей составляющей на кривой перехода $1s(T_2) \rightarrow 2p_{\pm}$ (*рис.1*) равняется приблизительно длительности импульса накачки. И хотя время релаксации $1s(T_2)$ может оказаться короче длительности

импульса накачки в представленном эксперименте, оценка времени релаксации состояния $1s(T_2)$ дает значение ≤ 160 пс.

Уменьшение времени релаксации при накачке в состояние $3p_{\pm}$ (по отношению к случаю возбуждения в $2p_{\pm}$), характерное также и для примеси Sb в германии, связано с приближением к полосе междолинных фононов с частотой ~ 9.8 мэВ.

В работе [1] на основе вычисленных времен релаксации были произведены оценки населенностей состояний при оптическом возбуждении Ge:As, где показана возможность формирования инверсной населенности и реализации четырехуровневой лазерной схемы с излучательным переходом между состояниями $2p$ и триплетным состоянием $1s(T_2)$. Коэффициент усиления в такой среде оценивался на уровне 0.35 см^{-1} . Используя полученные в настоящей работе значения времен релаксации, можно говорить об экспериментальном подтверждении наличия в системе Ge:As относительно долгоживущих состояний $2p_{\pm}$, $2p_0$ и возможности создания инверсии на переходах $2p_0/2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2)$ при оптическом возбуждении.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №19-72-20163).

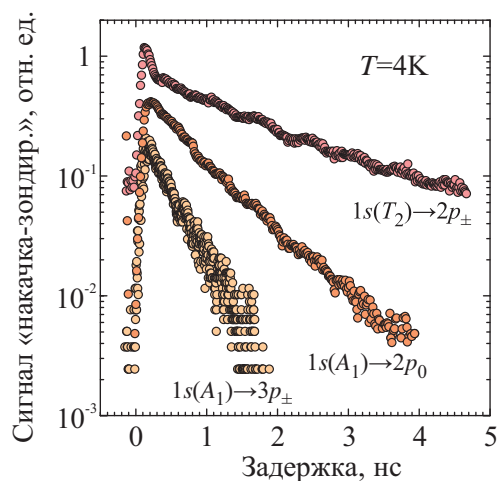


Рис. 1. Сигнал «накачка-зондирование» при возбуждении состояний донора As в германии

Литература

1. Цыпленков В.В., Шастин В.Н., ФТП 52, 1469 (2018).
2. A.K. Ramdas and S. Rodriguez, Reports on Progress in Physics 44, 1297 (1981).

Рекомбинация электронов и дырок в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами через состояния вакансий ртути

Д.В. Козлов^{1, 2*}, В.В. Румянцев^{1, 2}, С.В. Морозов^{1, 2}, Н.С. Куликов^{1, 2},
В.В. Уточкин^{1, 2}, А.А. Разова^{1, 2}, В.И. Гавриленко^{1, 2}

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

²Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

*dvkoz@ipmras.ru

В работе решены стационарные уравнения баланса для концентрации электронов и дырок в КЯ гетероструктуры HgTe/CdHgTe и для концентрации заряженных акцепторных центров при различных значениях мощности подсветки. Показано, что при возрастании мощности возбуждающего источника большая часть вакансий ртути оказывается заряженной, и таким образом уменьшается число конечных состояний для безызлучательных переходов из зоны проводимости. Такой канал рекомбинации “закрывается”, в результате, электроны начинают рекомбинировать с дырками из валентной зоны излучательным образом.

Введение

Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий. Интерес к таким структурам вызван возможностью подбирая состав твердого раствора менять ширину запрещенной зоны материала. Это делает структуры на основе КРТ перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения дальнего и среднего инфракрасного диапазона. Одна из главных проблем при создании таких источников – уменьшение времени жизни носителей из-за SRH рекомбинации через примесно – дефектные центры. Наиболее распространенным дефектом КРТ оказывается вакансия ртути. Ранее были проведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами (КЯ) [1]. Измерены спектры ФЛ при непрерывной подсветке монохроматическим излучением с длиной волны 800 нм и мощностью от 3 до 350 мВт [1]. Была обнаружена полоса длинноволновая полоса ФЛ около $80-400\text{ см}^{-1}$ и коротковолновая полоса около $450-650\text{ см}^{-1}$ [1]. Было показано, что коротковолновая линия связана с межзонными переходами, а длинноволновая – с излучательным захватом дырок на состояния вакансий ртути. Также было обнаружено, что коротковолновая полоса ФЛ возникает при увеличении мощности возбуждающего излучения выше 100 мВт, при этом падает интенсивность длинноволновой полосы, связанной с акцепторами. Таким образом обнаружена конкуренция между межзонными излучательными переходами, формирующими коротковолновую полосу ФЛ и переходами носителей через состояния – примесно – де-

фектных центров, ответственных за возникновение длинноволновой особенности в спектре ФЛ. Настоящая работа посвящена детальному описанию процессов межзонной рекомбинации электронов и дырок в структурах HgTe/CdHgTe с КЯ через состояния вакансий ртути.

Процессы рекомбинации носителей через вакансии ртути.

Вакансия ртути, являясь двухвалентным акцептором может находиться в трех зарядовых состояниях: Это нейтральных A^0 центр, с которым связано две дырки, частично ионизованный A^{-1} центр, с которым связана одна дырка и, полностью ионизованный, свободный от дырок A^{-2} центр. В формировании сигнала ФЛ, возникающего благодаря захвату дырок на состояния вакансий ртути участвуют только заряженные центры. Изучаемая структура выращена методом МВЕ в кристаллографическом направлении 031. На подложке из GaAs были выражены буферных слоев ZnTe и CdTe, затем КЯ из HgTe шириной 48 Å, окруженная слоями твердого раствора CdHgTe шириной 300 Å [1]. Структура является структурой p- типа, имеющая значительную (10^{10} см^{-2}) концентрацию свободных дырок в КЯ при температуре жидкого гелия, таким образом уровень Ферми в образце оказывается при низкой температуре в валентной зоне, а значит все акцепторные центры в отсутствие подсветки будут нейтральными. Сигнал ФЛ в такой структуре возникает следующим образом: благодаря подсветке в толстых барьерах рождаются электрон - дырочные пары. Из-за очень высокой подвижности электроны

быстро диффундируют и захватываются в квантовую яму. Затем происходит безызлучательный переход электронов на состояния акцепторов A^0 центров. Образуются A^{-1} центры. Затем, на A^{-1} центр из валентной зоны захватывается дырка с излучением фотона. Таким образом, сигнал примесно – дефектной ФЛ наблюдается из-за излучательной рекомбинации по механизму – Шокли – Рида – Холла.

Уравнения баланс концентраций электронов и дырок.

Опишем детально процесс такой рекомбинации через примесно – дефектные центры при непрерывной межзонной подсветке:

1) В барьере непрерывная подсветка генерирует электрон - дырочные пары. С другой стороны, электроны и дырки с разной скоростью диффундируют в КЯ. Уравнение баланса между этими двумя процессами имеет вид:

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} = g - D_n \frac{\partial^2 n_b}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial p_b}{\partial t} = g - D_p \frac{\partial^2 p_b}{\partial x^2} = 0 \quad (2)$$

Где g - скорость генерации носителей в барьере, n_b и p_b - концентрации в барьере электронов и дырок соответственно, $D_{n,p}$ - коэффициенты диффузии электронов и дырок. Отметим, что гетерограница взята за начало координат ($x=0$). Дифференциальные уравнения (1,2) решали, используя граничные условия при которых концентрации и их производные полагались равными нулю на расстоянии 300 Å от слоя квантовой ямы (на границе между барьерами и слоями чистого CdTe)

2) В квантовой яме происходит рекомбинация носителей через примесные центры, при этом уравнение баланса между числом носителей, поступающих из барьера и числом рекомбинирующих частиц имеет следующий вид:

$$D_n \left. \frac{dn_b(x)}{dx} \right|_{x=0} = cnp + aN^0 n \quad (3) -$$

Уравнение баланса для концентрации электронов в КЯ

$$D_p \left. \frac{dp_b(x)}{dx} \right|_{x=0} = cnp + bN^{-1} p \quad (4) -$$

Уравнение баланса для концентрации дырок в КЯ
Здесь n и p – поверхностные концентрации электронов и дырок в КЯ гетероструктуры, N^{-1} и N^0 - поверхностные концентрации нейтральных и ча-

стично ионизованных акцепторных центров соответственно. Отметим, что коэффициенты c , a и b не известны, но предполагается, что они не зависят от температуры и концентрации носителей. В выражениях (3) и (4) пренебрегли слагаемыми, связанными с межзонной рекомбинацией (cnp). Также концентрации носителей связаны законом сохранения заряда (суммарный заряд не должен меняться):

$$p_0 = p - n + \int_0^d p_b dx - \int_0^d n_b dx - N^{-1} \quad (5)$$

Где p_0 - поверхностная концентрация дырок в квантовой яме без подсветки. d – ширина барьера. Также суммарное число акцепторных центров в различных зарядовых состояниях должно оставаться постоянным и равно полному числу акцепторов:

$$N^0 + N^{-1} = N = const \quad (6)$$

Система уравнений (3) – (6) для концентраций свободных носителей n и p и числа нейтральных и заряженных акцепторов (N^{-1} и N^0) решена для различных соотношения значений скорости генерации носителей g и коэффициентов захвата a и b . Отметим, что скорость генерации носителей пропорциональна мощности подсветки. Также отметим, что коэффициент диффузии электронов в 10 раз больше коэффициента диффузии и дырок и эти коэффициенты возрастают с ростом температуры $\sim \sqrt{T}$, если считать основным механизмом рассеяния пьезоакустическое. Решение уравнений показало, что при возрастании мощности возбуждающего источника большая часть вакансий ртути оказывается заряженной, и таким образом уменьшается число конечных состояний для безызлучательных переходов из зоны проводимости. Такой канал рекомбинации “закрывается”, в результате, электроны начинают рекомбинировать с дырками из валентной зоны излучательным образом. Также расчет показал, что с ростом температуры увеличение числа заряженных центров с ростом мощности накачки происходит быстрее, а значит появления межзонной ФЛ следует ожидать при меньшей мощности возбуждающего источника.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации МК-1430.2020.2 и при поддержке РФФИ № 19-02-00827

Литература

1. Д. В. Козлов, и др, Письма в ЖЭТФ, 109, 679 – 684 (2019).

Низкотемпературный рост Au-каталитических нитевидных нанокристаллов арсенида индия

А.А. Корякин^{1,2*}, С.А. Кукушкин³, К.П. Котляр¹, Е.Д. Убыйвовк⁴,
Р.Р. Резник², Г.Э. Цырлин^{1,2}

1 Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Национальный исследовательский университет ИТМО, пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Институт проблем машиноведения РАН, Большой пр. В.О., 61, Санкт-Петербург, 199178.

4 Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

*koryakinaa@spbau.ru

Теоретически и экспериментально исследован низкотемпературный рост Au-каталитических нитевидных нанокристаллов InAs на подложках Si(111) и SiC/Si(111). Проявлена возможность синтеза методом молекулярно-пучковой эпитаксии нитевидных нанокристаллов InAs при рекордно низкой температуре 270°C. Показано, что рост нитевидных нанокристаллов InAs при данной температуре происходит по механизму пар-кристалл-кристалл.

Введение

Нитевидные нанокристаллы (ННК) полупроводниковых соединений АЗВ5 являются перспективными кандидатами для создания новых высокопроизводительных электронных и оптоэлектронных приборов. В частности, ННК InAs привлекают большое внимание исследователей благодаря возможности достижения высокой подвижности носителей. Например, на основе InAs ННК была продемонстрирована возможность создания СВЧ- и баллистических транзисторов, датчиков инфракрасного излучения, солнечных элементов, газовых сенсоров. В настоящее время наибольшее распространение получили эпитаксиальные методы роста полупроводниковых ННК InAs с использованием катализаторов (например, золота, серебра). Большинство исследований синтеза ННК InAs посвящено изучению высокотемпературных режимов роста ННК в интервале температур 370–500°C на различных подложках [1]. Однако, в работах [2,3] было обнаружено существование низкотемпературного режима роста ННК InAs (300–340°C). Несмотря на высокое кристаллическое совершенство отдельных ННК в данных работах не была достигнута достаточная однородность массива ННК. Следует отметить, что изучение низкотемпературного роста ННК АЗВ5 важно для развития методов интеграции с кремниевой элементной базой. Механизм роста Au-каталитических ННК InAs исследовался в нескольких работах [4]. Основная трудность при построении модели роста ННК InAs состояла в опре-

делении фазового состояния частиц катализатора и, следовательно, механизма роста: ПЖК (пар-жидкость-кристалл) или ПКК (пар-кристалл-кристалл). В настоящей работе теоретически и экспериментально исследован низкотемпературный рост Au-каталитических ННК InAs на подложках Si(111) и SiC/Si(111) [5].

Результаты и обсуждение

ННК InAs были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Compact 21 (Riber). Установка оснащена отдельной камерой для металлизации подложки слоем золота (0.1 нм), из которой образец перемещался в ростовую камеру без нарушения вакуумных условий. Данная процедура подготовки подложки позволяет существенно повысить однородность массива ННК [6]. Морфология и состав полученных образцов были исследованы методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. Средняя длина и диаметр ННК на Si(111) составили 2 мкм и 15–20 нм, соответственно, при поверхностной плотности $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Массив ННК на SiC/Si(111) имеет на несколько порядков меньшую плотность при диаметрах ННК 10–15 нм. ННК InAs обладают кристаллической структурой вюрцита. Измерения методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии показали, что частицы катализатора представляют собой сплав золота с индием с содержанием индия $36 \pm 6.6 \text{ ат. \%}$. Атомы мышьяка и кремния в частицах катализатора обнаружены не

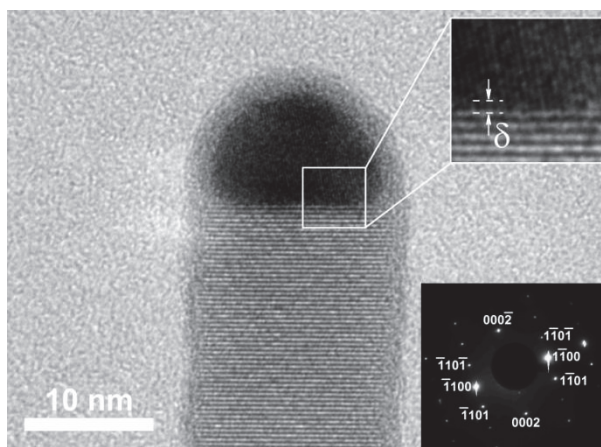


Рис. 1. ПЭМ-изображение ННК InAs, синтезированного на подложке Si(111) при температуре 270°C

были. Проанализированы факторы, влияющие на температуру кристаллизации наночастиц: переохлаждение капель катализатора, размерный эффект, наличие примесей и др. Оценки, проведенные с учетом измеренного состава частиц катализатора, указывают на то, что частицы катализатора находятся в твердом состоянии во время роста ННК. В рамках классической теории нуклеации сделаны оценки времени нуклеации островков InAs на границе катализатор-ННК при росте ННК по механизму ПКК. С этой целью энергия Гиббса образования островка записывается в виде:

$$\Delta F = (\alpha + b(\ln i + d))i^{1/2} - (\Delta\mu - w_0)i,$$

где i – число InAs пар в островке, α – коэффициент, зависящий от межфазной энергии образования боковой поверхности островка, $\Delta\mu$ – разность химических потенциалов для частиц в катализаторе и островке, коэффициенты b , d и w_0 определяют упругую энергию образования островка. Упругие напряжения вызваны разностью объемов, приходящихся на один атом In, в катализаторе Au-In и островке InAs. В модели рассмотрены два возможных пути поступления атомов группы 3 и 5 к растущей грани ННК: диффузия по границе раздела катализатор-ННК и диффузия в объеме катализатора. Показано, что рост ННК ограничен транспортом мышьяка на границе катализатор-ННК. Для самосогласованного определения времени нуклеации островков InAs оценивается время, необходимое для насыщения границы раздела катализатор-ННК атомами As. Время нуклеации вычисляется с ис-

пользованием соотношения: $(\pi R^2 I)^{-1} \sim t$, где $I = I(C_{As}(r,t))$ – интенсивность нуклеации, зависящая от мольной доли атомов As C_{As} на границе катализатор-ННК, R – радиус ННК, t – время, отсчитываемое от момента заполнения предыдущего монослоя, r – радиальная координата. В качестве материала катализатора были рассмотрены следующие стехиометрические соединения, используемые как модели для ζ , β , ε' , γ' , γ , ψ , AuIn и AuIn₂ фаз фазовой диаграммы Au-In: Au₄In, Au₇In₂, Au₃In, Au₇In₃, Au₉In₄, Au₃In₂, AuIn и AuIn₂. Обнаружено, что при зарождении в Au₇In₃, Au₉In₄, Au₃In₂ барьер нуклеации минимален и время нуклеации равно $\sim 10^{-5}$ с. Содержание In в катализаторе в данном случае равно 30–40 ат. %, что согласуется с результатами измерений. Скорость роста ННК $\sim 3 \text{ nm s}^{-1}$, вычисленная с учетом полученной оценки для потока атомов As к границе раздела катализатора-ННК $\sim 2 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ также согласуется с данными эксперимента. Кроме того, было обнаружено, что зарождение в AuIn₂ и Au₄In должно быть подавлено из-за высокого барьера нуклеации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-32-00559). ПЭМ-изображения были получены с использованием оборудования Междисциплинарного Ресурсного Центра по направлению "Нанотехнологии" Санкт-Петербургского государственного университета.

Литература

1. M. Tchernycheva, L. Travers, G. Patriarche *et al.* // J. Appl. Phys., V. 102, 094313 (2007).
2. G.E. Cirlin, V.G. Dubrovskii *et al.* // Phys. Status Solidi RRL, V. 3, 112 (2009).
3. M.H. Sun, E.S.P. Leong, A.H. Chin *et al.* // Nanotechnology, V. 21, 335705 (2010).
4. K.A. Dick // Prog. Cryst. Growth Charact. Mater., V. 54, 138 (2008).
5. A.A. Koryakin, S.A. Kukushkin *et al.* // CrystEngComm, V. 21, 4707 (2019).
6. Р.Р. Резник, Г.Э. Цырлин, И.В. Штром и др. // ПЖТФ, Т. 44, вып. 3, 55 (2018).

Динамика фотолюминесценции одно- и двухатомных слоев дихалькогенидов переходных металлов

М.В. Кочиев¹, М.А. Акмаев¹, В.В. Белых¹,
А.И. Дулебо², М.В. Пугачев², А.Ю. Кунцевич¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701.

*kochievmv@mail.ru

Получены монослои и бислои WSe_2 методом эксфолиации объемного кристалла. Исследованы спектры и динамика фотолюминесценции при комнатной и гелиевой температуре.

Введение

Спектр фотолюминесценции (ФЛ) дихалькогенидов переходных металлов, например WSe_2 , кардинальным образом зависит от числа слоев [1,2]. Оптический переход в WSe_2 — непрямой в импульсном пространстве, что негативным образом отражается на интенсивности ФЛ. Ситуация кардинально меняется для однослойного WSe_2 , который обладает прямым оптическим переходом и достаточно большой интенсивностью излучения.

Методика экспериментов

Нами были получены несколько монослойных и бислоиных чешуек WSe_2 путем расщепления объемного кристалла на чешуйки и переноса их на подложку Si/SiO₂ с нанесенной системой бинарных меток. Вначале кандидаты в монослои были найдены с помощью оптического микроскопа по характерному фиолетовому цвету и низкой контрастности. Затем этот участок был проанализирован с помощью атомно-силового микроскопа, где было показано, что толщина участков ~ 1 нм. И наконец, образцы были перенесены в установку по измерению ФЛ, где были измерены их спектры ФЛ (форма спектров и положение максимумов характерны для монослоя и бислоя WSe_2). Динамика ФЛ измерялась стрик-камерой фирмы Хамамацу, сопряженной со спектрографом, с разрешением до 5 пс. При этом образец возбуждался второй гармоникой излучения импульсного (2 пс) Ti-сапфирового лазера.

Результаты

При понижении температуры от комнатной до 10 К спектр излучения монослоев WSe_2 сдвигается в

более высокие энергии (увеличивается ширина запрещенной зоны), а также сужается. При этом интенсивность излучения в несколько раз возрастает. Также была исследована динамика ФЛ монослоев WSe_2 . При импульсном возбуждении монослоев плотность носителей, создаваемых одним импульсом значительно превышает плотность носителей, поддерживаемую непрерывной накачкой, так как время излучательной рекомбинации монослоев WSe_2 [3] значительно меньше периода повторений лазерных импульсов (13 нс). Поэтому здесь стоит ожидать проявления эффектов насыщения.

Чтобы определить диапазон мощностей, в котором поведение системы линейно, были исследованы спектры ФЛ при различных мощностях импульсного возбуждения. В этих экспериментах размер лазерного пятна был около 5 мкм. Действительно, при мощностях, превышающих 0.1 мВт, наблюдалась сублинейная зависимость интенсивности ФЛ от мощности возбуждения. Эта мощность примерно соответствует плотности носителей заряда $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. При такой плотности расстояние между частицами (~ 2 нм) сравнимо с радиусом экситона в монослое WSe_2 [4]. Отметим, что форма спектра от мощности практически не зависит.

Измерения динамики ФЛ показали, что динамика излучения монослоя WSe_2 при $T = 300$ К характеризуется тремя масштабами времени: (i) очень коротким, менее 5 пс, (ii) коротким, 32 пс и (iii) длинным, 140 пс. Обнаружено, что короткое и длинное времена затухания не зависят от мощности возбуждения, но с ростом мощности увеличивается отношение амплитуд быстрой и медленной компонент кинетики.

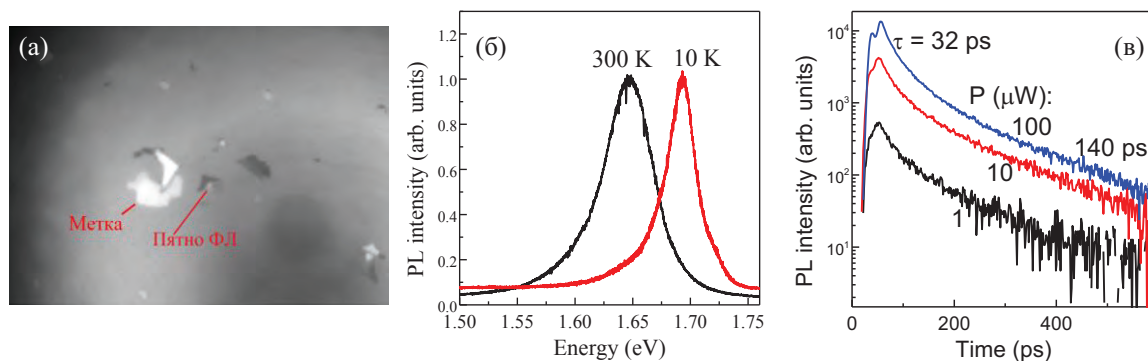


Рис. 1. Изображение образца с пятном ФЛ монослоя WSe_2 (а). Спектры ФЛ монослоя WSe_2 при температурах 300 К и 10 К (б). Кинетики ФЛ монослоя WSe_2 при различных мощностях возбуждения при температуре 300 К (в)

По-видимому, очень короткое время затухания ФЛ соответствует излучательной рекомбинации экситонов при $k=0$. Более длительные компоненты, по-видимому, связаны с энергетической релаксацией экситонов из безызлучательного резервуара в состояние с $k=0$ [5]. Также в докладе будет обсуждаться зависимость скорости релаксации экситонов в монослоях WSe_2 от температуры, а также пространственная диффузия экситонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-32-20202).

Литература

1. P. Tonndorf *et al.*, // *Optics Express*, V. 21, 4908 (2013).
2. W. Zhao *et al.*, // *Nano Lett.*, V. 13, 5627 (2013).
3. T. Godde *et al.*, // *Phys. Rev. B*, V. 94, 165301 (2016); C. Robert *et al.*, // *Phys. Rev. B*, V. 93, 205423 (2016); C. Robert *et al.*, *Phys. Rev. B*, V. 96, 155423 (2017)
4. K. He *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, V. 113, 026803 (2014).
5. T. Godde *et al.*, *Phys. Rev. B*, V. 94, 165301 (2016).

Коллективные эффекты в спектрах магнито-поглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe

С.С. Криштопенко^{1,2}, Л.С. Бовкун^{1,3,4}, А.В. Иконников^{1,5}, К.В. Маремьянин¹, В.Я. Алешкин^{1,6}, А.М. Кадыков^{1,2}, Н.Н. Михайлов⁷, С.А. Дворецкий⁷, В.А. Piot³, М. Potemski³, М. Orlita³, S. Gebert⁸, S. Ruffenach², С. Consejo², J. Torres⁸, С. Avogadri², В. Jouault², W. Кнар², F. Терре², В.И. Гавриленко^{1,6,*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Laboratoire Charles Coulomb, CNRS & Universite de Montpellier, Place Eugene Batallion, Montpellier, France, 34095.

3 Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, LNCMI-CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, 25, rue des Martyrs, Grenoble, France, 38042.

4 Physikalisches Institut, Universität Würzburg Am Hubland, Würzburg, Germany, 97074.

5 Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

6 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

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

8 Institut d'Electronique et des Syst emes, CNRS & Universit e de Montpellier, Place Eugene Batallion, Montpellier, France, 34000.

* gavr@ipmras.ru

В спектрах магнитопоглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe в дальнем и среднем ИК диапазонах выявлены эффекты антипересечения оптических переходов, не описываемые в одноэлектронном приближении. Полученные результаты указывают на замешивание коллективных возбуждений (магнитоэкситонов).

Введение

В последние годы наблюдается большой интерес к квантовым ямам (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, являющимися двумерными (2D) топологическими изоляторами. Эффективным методом исследования зонной структуры таких материалов является магнитоспектроскопия в дальнем и среднем ИК диапазонах, в который попадают как внутризонные, так и межзонные оптические переходы. Сильная непараболичность законов дисперсии в подзонах приводит к различию в энергиях переходов между различными уровнями Ландау, что дает богатую картину в спектрах магнитопоглощения (см., например, [1]).

В то же время, в отличие от 2D систем с параболическими законами дисперсии, где энергия циклотронных переходов между уровнями Ландау нечувствительна к электрон-электронному ($e-e$) взаимодействию [2], в КЯ HgTe/CdHgTe коллективные эффекты могут приводить к замешиванию коллективных мод (магнитоэкситонов) с близкими энергиями (ср. [3,4]). В настоящей работе обсуждаются эффекты $e-e$ взаимодействию в спектрах магнитопоглощения КЯ HgTe/CdHgTe с инвертированным зонным спектром.

Эксперимент

Исследовались образцы с КЯ HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН: 091222 ($d_{QW} = 8$ нм, $x = 0.70$, $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см⁻³) и 091217 ($d_{QW} = 7$ нм, $x = 0.72$, $n_s = 2.2 \cdot 10^{11}$ см⁻³). Спектры магнитопоглощения измерялись при гелиевых температурах методом фурье-спектроскопии в Лаборатории им.Ш.Кулона (Монпелье, Франция) в полях до 16 Тл и в Национальной лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция) в полях до 30 Тл.

Как видно из Рис.1 в образце 091222 наблюдается расщепление линий α и β , обусловленных переходами с «нулевых» уровней Ландау валентной зоны и зоны проводимости не взаимодействующих в рамках «аксиальной» модели закона дисперсии и пересекающихся при $B_c \sim 6$ Тл. Расщепление в рамках одночастичного приближения связывалось с замешиванием состояний этих уровней и их антипересечением вследствие «понижения» симметрии, обусловленного отсутствием центра инверсии в кристаллической решетке и анизотропии химических связей на гетероинтерфейсах КЯ. Однако, как видно из Рис.1, величины расщепления линий α и β ΔE оказываются различными и достигают миниму-

ма при различных значениях магнитного поля, что противоречит «одночастичной» картине переходов с одних и тех же («нулевых») уровней Ландау. Это обстоятельство указывает на влияние коллективных эффектов на энергию магнитооптических переходов.

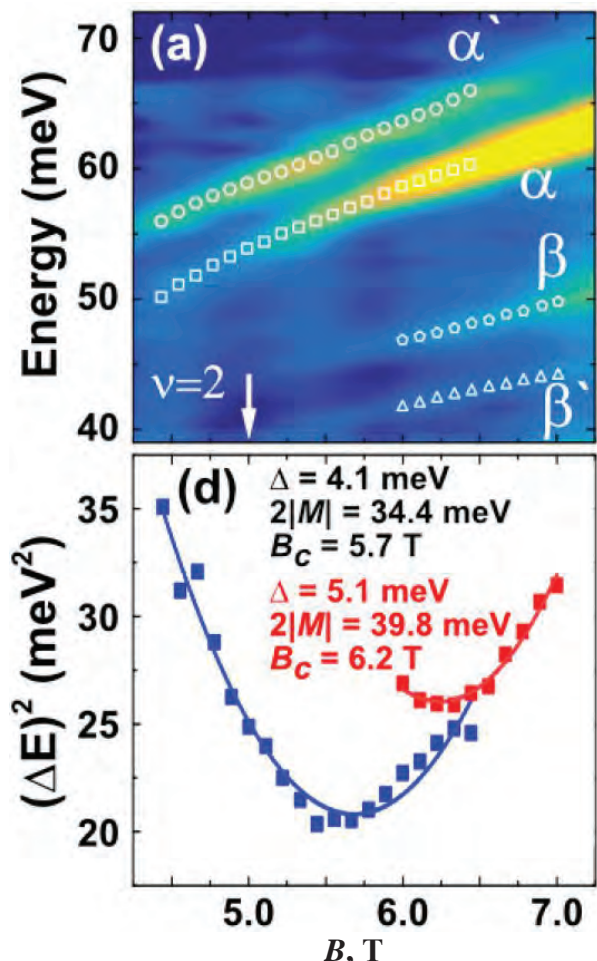
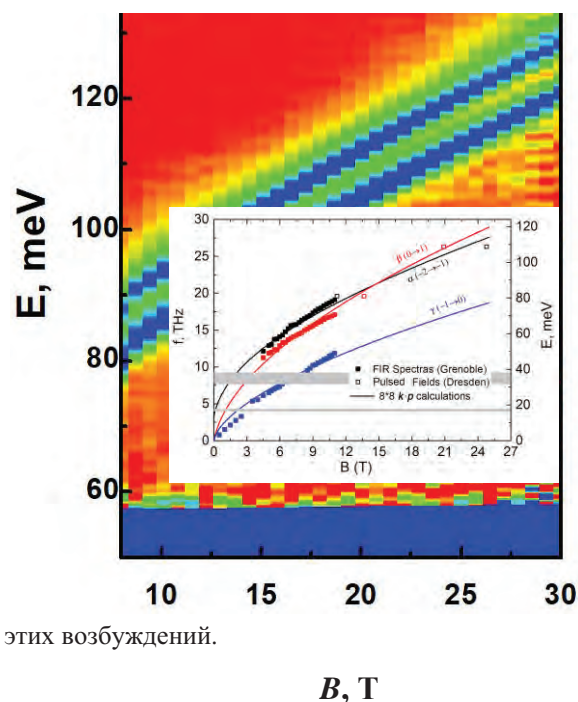


Рис. 1. (а) Спектр магнитопоглощения в образце 091222, $d_{QW} = 8$ нм

На Рис.2 (на вставке) представлены рассчитанные (сплошные линии) и измеренные (символы) положения линий магнитопоглощения α и β в образце 091217 с шириной КЯ 7 нм. При такой ширине КЯ «нулевые» уровни Ландау должны (анти) пересекаться при $B_c = 3.25$ Тл [1], когда линии α и β в этом образце еще не наблюдаются вследствие полного заполнения «конечных» уровней Ландау для этих переходов. Как видно из вставки на Рис.2, одноэлектронный расчет предсказывает слияние линий поглощения α и β при $B \sim 15$ Тл $\gg B_c$, т.е. в условиях когда исходные для этих переходов «нулевые» уровни Ландау далеко разошлись друг от друга. С целью проверки концепции замешивания коллек-

тивных мод магнитоэкситонов с близкими энергиями были выполнены исследования спектров магнитопоглощения в этой структуре в сильных магнитных полях до 30 Тл – Рис.2. Как видно из рисунка, в полях от 10 до 30 Тл α и β не демонстрируют никакой тенденции к пересечению, а идут практически параллельно друг другу на расстоянии ~ 9 мэВ, что указывает на сильное взаимодействие



этих возбуждений.

Рис. 2. Спектры магнитопоглощения в образце 091217, $d_{QW} = 7$ нм, демонстрирующие отсутствие пересечения линий поглощения α и β , предсказываемого расчетом в рамках одноэлектронной модели с гамильтонианом Кейна 8^*8 при $B \sim 16$ Тл (сплошные линии на вставке)

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 20-42-09039).

Литература

1. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita *et al.* // *Physical Review B*, V. 86, 205420 (2012).
2. W. Kohn // *Physical Review*, V. 123, 1242 (1961).
3. A.H. MacDonald, C. Kallin // *Physical Review B*, V. 40, 5795 (1989).
4. S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, M. Orlita *et al.* // *J. Appl. Phys.* V. 117, 112813 (2015).

Характеристики высокочастотной модуляции микродисковых лазеров на основе InGaAs/GaAs квантовых ям-точек

Н.В. Крыжановская^{1,2,*}, Э.И. Моисеев^{1,2}, М.В. Максимов¹, С.А. Блохин³, М.М. Кулагина³, Ю.А. Гусева³, С.А. Минтаиров³, Н.А. Калюжный³, Ф.И. Зубов¹, А.Е. Жуков¹

1 Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия

2 Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, 190008 ,

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

*kryj@mail.ioffe.ru,

В работе представлены результаты исследования динамических характеристик микродисковых лазеров с активной областью на основе InGaAs/GaAs квантовых точек высокой плотности (квантовых ям-точек). Выполнены высокочастотные измерения отклика микродисковых лазеров диаметром 10–30 мкм, работающих при комнатной температуре в режиме прямой малосигнальной модуляции, с помощью которых установлены параметры быстродействия и проведен их анализ в зависимости от диаметра микролазера. Выполнены эксперименты по прямой безошибочной передаче данных со скоростью 10 Гб/с с использованием микродисковых лазеров без термостабилизации.

Введение

Полупроводниковые микролазеры с модами шепчущей галереи (микродисковые лазеры) интересны в качестве эффективного и компактного источника когерентного излучения для передачи данных на плате. Важными свойствами, необходимым для лазера, предназначенного для оптической связи, является возможность высокочастотной прямой амплитудной модуляции, низкое энергопотребление и надежность. Недавно нами был предложен и реализован новый тип наноструктур, формируемых при осаждении InGaAs с относительно небольшим содержанием индия (30-50%) на слабо разориентированную подложку GaAs(100). Они представляют собой сверхплотный массив nanoостровков, названных нами «квантовые ямы-точки» (КЯТ), поскольку сочетают некоторые особенности как квантовых точек (локализацию носителей заряда в пространстве), так и квантовых ям (высокое значение оптического усиления). С использованием КЯТ были продемонстрирована наибольшая на сегодня температура лазерной генерации в микродисковых лазерах в непрерывном режиме (110°C), а также рекордные значения оптической мощности и коэффициента полезного действия [1]. Между тем, в настоящее время практически нет данных по динамическим характеристикам микродисковых лазеров с активной областью на основе InGaAs/GaAs квантовых точек и КЯТ, а также по высокоскоростной оптической передаче данных с их помощью. В данной работе исследованы микродисковые лазеры с

InGaAs/GaAs КЯТ диаметром 10–30 мкм, работающие при комнатной температуре без термостабилизации. Выполнены высокочастотные измерения отклика микролазеров в режиме прямой малосигнальной модуляции, с помощью которых установлены параметры быстродействия и проведен их анализ в зависимости от диаметра микролазера.

Эксперимент

Лазерная гетероструктура была синтезирована методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений в реакторе низкого давления с использованием водорода в качестве газа-носителя, а в качестве прекурсоров использовались арсин и триметилы галлия, алюминия и индия. Подложка n^+ -GaAs была разориентирована на 6° относительно плоскости (100). Эмиттерные слои $Al_{0.34}Ga_{0.66}As$ ограничивали волноводный слой GaAs толщиной 0.8 мкм, в середину которого было помещено 5 рядов активной области, каждый из которых был сформирован осаждением 8 монослоев $In_{0.4}Ga_{0.6}As$, отделенных друг от друга прослойками GaAs толщиной 40 нм. В качестве активной области был использован новый тип наноструктур, формируемых при осаждении InGaAs с относительно небольшим содержанием индия (30–50%) на слабо разориентированную подложку GaAs(100) [2]. Эти $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ КЯТ являются ультраплотными (несколько 10^{11} см^{-2}) массивами In-обогащенных островков внутри остаточной квантовой ямы. Благодаря высокой плотности островков достигается более

высокое оптическое усиление по сравнению с InAs/InGaAs/GaAs квантовыми точками. В то же время латеральный транспорт носителей в активной области остается подавленным.

Микрорезонаторы были сформированы с помощью фотолитографии и сухого травления мез высотой 5,5 мкм с почти вертикальными боковыми стенками. Омические контакты были сформированы с помощью AgMn/NiAu и AuGe/Ni/Au металлизации со стороны p^+ GaAs слоя и n -легированной подложки GaAs соответственно. Планаризация микродиска проводилась с использованием эпоксидного резиста SU-8. Группа из 12 микролазеров с общим нижним контактом была припаяна на держателе, подходящем для соединения с высокочастотным зондом земля – сигнал – земля (GSG). Все измерения проводились при комнатной температуре без стабилизации температуры и охлаждения. Для формирования индивидуального контакта к отдельному микролазеру использовалась золотая проволока толщиной 50 мкм. Динамические характеристики исследовались в диапазоне 50 МГц - 20 ГГц с помощью быстродействующего детектора (New Focus 1434 25 GHz) и анализатора цепей (Agilent E8364B).

Результаты и обсуждение

Для каждого микролазера были исследованы модуляционные кривые вплоть до тока смещения, приблизительно в 3 раза превышающего пороговый ток лазерной генерации. Амплитудно-частотный отклик $A(f)$ микродискового лазера может быть аппроксимирован с помощью выражения, которое следует из анализа скоростных уравнений [3]

$$A(f) = \frac{f_R^4}{(f_R^2 - f^2)^2 + f^2 \left(\frac{\gamma}{2\pi}\right)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{f^2}{f_C^2}} \quad (1)$$

что позволило для каждого микролазера и тока смещения определить параметры, влияющие на быстродействие: частоту (f_R) и коэффициент затухания (γ) релаксационных колебаний, а также паразитную частоту отсечки (f_C).

При токах смещения, не слишком близких к порогу генерации, взаимосвязь между частотой релаксационных колебаний и коэффициентом их затухания описывается выражением:

$$\gamma = K f_R^2 + \gamma_0, \quad (2)$$

где K – так называемый K -фактор, зависящий от оптических потерь в резонаторе и коэффициента нелинейного насыщения усиления активной области, γ_0 – доминирующая при малых токах смещения (низкочастотная) компонента коэффициента затухания (так называемое смещение коэффициента затухания). Пример полученных экспериментальных амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) для лазера диаметром 19 мкм приведен на Рис. 1.

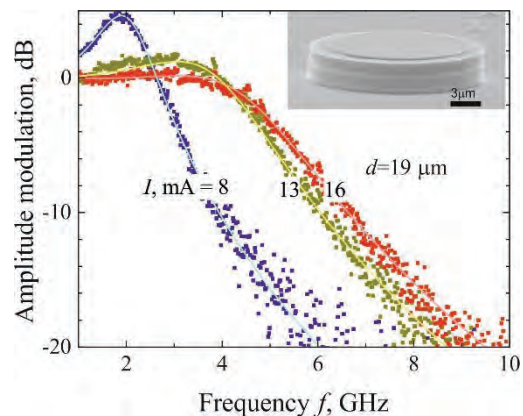


Рис. 1. Малосигнальные модуляционные кривые для микродискового лазера диаметром 19 мкм, записанные при различных токах смещения. Вставка: Микрофотография микродискового лазера

Анализ экспериментальных кривых отклика модуляции позволил установить зависимость ширины полосы модуляции (на уровне 3дБ) и частоты релаксационных колебаний от тока накачки. Для микродиска с диаметром 27 мкм достигнуто максимальное значение частоты $f(3дБ)$, равное 5,9 ГГц, при токе смещения 30 мА. Величина скорости нарастания релаксационной частоты с током (D -фактор), оказалась равной $1.08 \text{ ГГц/мА}^{1/2}$.

Полученное значение сопоставимо с D фактором $1.36 \text{ ГГц/мА}^{1/2}$, ранее полученным для 30 мкм микродискового лазера выполнено из гетероструктуры на основе InP [4]. Вблизи порога лазерной генерации полученные экспериментальные данные могут быть описаны с использованием величины фактора эффективности токовой модуляции (modulation current efficiency factor, MCEF) равной $1.5 \text{ ГГц/мА}^{1/2}$.

Для сравнения, ранее для микрокольцевых лазеров на основе квантовых точек сообщалось о $MCEF = 0,38 \text{ ГГц/мА}^{1/2}$ при токе 86 мА [5].

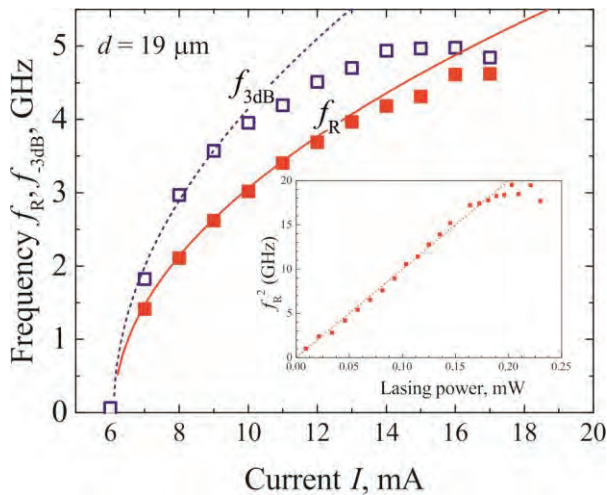


Рис. 2. Зависимость ширины полосы модуляции и частоты релаксационных колебаний от тока для микролазера диаметром 19 мкм. Вставка: зависимость квадрата частоты релаксационных колебаний от выходной мощности излучения микролазера

Далее была выполнена оценка коэффициента компрессии усиления в микролазерах. Квадрат частоты релаксационных колебаний линейно изменяется с выходной мощностью излучения микролазера. На основании этого можно сделать вывод, что влияние нелинейного насыщения усиления в этом диапазоне частот пренебрежимо мало. Таким образом, до значений выходной мощности оптического излучения, при которых частота релаксационных колебаний насыщается вследствие тепловых эффектов, компрессия усиления не оказывает влияния на динамические характеристики исследуемых микродисковых лазеров.

Также, с помощью известного выражения $\gamma = K f_R^2 + \gamma_0$, описывающего связь между частотой релаксационных колебаний и коэффициентом их затухания, была получена величина К-фактора, который в свою очередь зависит от оптических потерь в резонаторе и коэффициента нелинейного насыщения усиления активной области. Обнаружено, что отсутствует какая-либо регулярная зависимость К-фактора от диаметра микролазера (в исследованном диапазоне диаметров), а это означает, что и оптические потери не зависят от диаметра. Это согласуется с предсказаниями теории, согласно которым экспоненциально зависящие от диаметра потери на вывод излучения из микродиска или микрокольца, обусловленные кривизной резонатора, становятся заметными, лишь когда его размер сопоставим с длиной волны излучения. Оптические потери, вызванные рассеянием света на шероховатостях боко-

вых стенок, обратно пропорциональны объему микродиска [6], так что значения К-фактора должны уменьшаться при уменьшении диаметра, если прочие параметры микрорезонатора (прежде всего характерный размер рассеивающих центров на поверхности) остаются неизменными. Очевидно, что в реальности микрошероховатости, возникающие в процессе изготовления лазерного микрорезонатора, варьируются от процесса процессу, что и приводит к разбросу значения оптических потерь и, как результат, нерегулярному поведению К-фактора. Его среднее значение составило (0.8 ± 0.2) нс, что соответствует предельной частоте модуляции ~ 11 ГГц. Мы предлагаем, что полученная пропускная способность микролазеров (5,9 ГГц) ограничена тепловыми эффектами и RC паразитными цепочками электрической схемы, включая монтажную плату. Улучшенный теплоотвод и более низкие пороговые плотности тока могут позволить расширить частотный диапазон микролазеров.

Далее была выполнена оценка энергопотребления микродисковых лазеров при прямой модуляции. Полученное экспериментальное значение энергий, затрачиваемой на один бит информации (EDR) уменьшается с уменьшением диаметра микродискового лазера и достигает 1,5 пДж/бит для наименьшего исследованного диаметра (10,5 мкм).

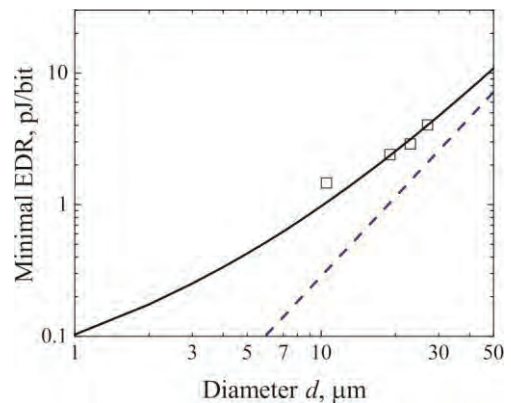


Рис. 3. Зависимость минимального значения энергии, затрачиваемой на один бит информации (EDR) от диаметра микролазера, символы - экспериментальные значения, линии - рассчитанные значения EDR с учетом (пунктир) и без учета безызлучательной рекомбинации (сплошная) на стенках резонатора

Для оценки достижимых значений энергопотребления микродисковых лазеров разработана феноменологическая модель, которая предсказывает, что при диаметре микродиска 6 мкм возможно полу-

чить EDR около 100 фДж (рис.3). Также были выполнены исследования скорости передачи данных с помощью микродисковых лазеров и их надежность. В микролазере с диаметром 23 мкм получена скорость передачи данных 12,5 Гбит/с, анализ глазковой диаграммы свидетельствует о безошибочной передаче данных со скоростью 10 Гбит/с при температуре 30°C. Выполнены испытания деградации микродискового лазера диаметром 31 мкм при комнатной и повышенной температурах в течение более 1200 часов. Средняя скорость снижения выходной мощности составила около 25 и 29 нВт/ч при 40 и 60°C соответственно. При этом не наблюдалось ни изменения напряжения смещения, ни внезапного уменьшения выходной мощности. Полученные результаты демонстрируют возможность создания миниатюрных высокоскоростных источников света для оптической связи на чипе, с использованием микродисковых лазеров диаметром менее 30 мкм. Таким образом, продемонстрировано, что микродисковые инжекционные лазеры с активной областью на основе сверхплотных массивов квантовых точек (квантовых ям-точек) являются перспективными кандидатами для создания компактных источников для систем оптической связи не требующих принудительного охлаждения и способных обеспечить скорости передачи данных, по крайней мере, 10 Гб/с.

Благодарности

Исследования проводились при поддержке проекта РНФ 18-12-00287.

Литература

- [1] E. Moiseev, N. Kryzhanovskaya, M. Maximov, F. Zubov, A. Nadtochiy, M. Kulagina, Yu. Zadiranov, N. Kalyuzhnyy, S. Mintairov, A. Zhukov. *Optics. Lett.*, 43, 4554 (2018).
- [2] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, 26, 385202 (2015).
- [3] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, 2nd ed., Hoboken, NJ, Wiley, 2012.
- [4] X. M. Lv, Y. Z. Huang, Y. D. Yang, L. X. Zou, H. Long, B. W. Liu, J. L. Xiao, and Y. Du, *Appl. Phys. Lett.* 104, 161101 (2014).
- [5] Y. Wan, D. Inoue, D. Jung, J. C. Norman, C. Shang, A. C. Gossard, J. E. Bowers, *Photon. Res.* 6, 776–781 (2018).
- [6] M. Borselli, T.J. Johnson, O. Painter. *Opt. Express*, 13, 1515 (2005).

Высокотемпературный внутренний ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Fe

А.В. Кудрин¹, В.П. Лесников¹, Ю.А. Данилов¹, О.В. Вихрова¹, М.В. Дорохин¹, П.Б. Демина¹, Д.А. Павлов¹, Ю.М. Кузнецов¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, 603950 Нижний Новгород.

*kudrin@nifti.unn.ru

Методом импульсного лазерного нанесения получены эпитаксиальные слои нового магнитного полупроводника (Ga,Fe)As с температурой Кюри вплоть до комнатной температуры. Концентрация Fe в слоях (Ga,Fe)As варьировалась в диапазоне 6%–17 ат. %. Слои обладают *n*-типом проводимости, что может быть связано с транспортом электронов в примесной зоне Fe, локализованной в запрещенной зоне GaAs. Проведены исследования магнитотранспортных свойств и эффекта магнитного циркулярного дихроизма.

Введение

В последние годы были получены слои ферромагнитных полупроводников (Ga,Fe)Sb [1] и (In,Fe)Sb [2] с температурой Кюри выше комнатной. Исследование Fe-легированных слоев полупроводников III-V указывает на то, что ферромагнетизм в них не связан напрямую с обменным взаимодействием посредством носителей заряда (*carrier-mediated ferromagnetism*), как в широко исследуемой системе (III,Mn)V, а связан с неким вариантом сверхобменного взаимодействия между атомами Fe [2-5]. Полученные результаты по ферромагнитным слоям (III,Fe)V позволяют предположить, что возможно получение ферромагнитных слоев широко используемого полупроводника GaAs при его сильном легировании атомами Fe (> 5 ат. %).

Результаты и обсуждение

Слои (Ga,Fe)As ~ 40 нм были получены методом периодического лазерного распыления в вакууме мишеней GaAs и Fe на подложках *i*-GaAs [2]. Содержание Fe в слоях составляло до ~ 17 ат. %. Слои (Ga,Fe)As были получены при температурах роста $T_g = 180$ и 200°C , контрольный слой GaAs при 200°C . Исследования эффекта Зеебека при комнатной температуре показали, что слои (Ga,Fe)As обладают *n*-типом проводимости. Исследования методом аналитической высокоразрешающей просвечивающей микроскопии показали, что слои (Ga,Fe)As с концентрацией Fe ~ 17 ат. %, полученные при $T_g = 180$ и 200°C являются эпитаксиальными, однородными, без включений кластеров второй кристаллической фазы (кластеров Fe или интерме-

таллических кластеров) [6]. Слои (Ga,Fe)As содержат домены перекрывающихся микродвойников и области перекрытия формируют вертикальные периодические домены [6].

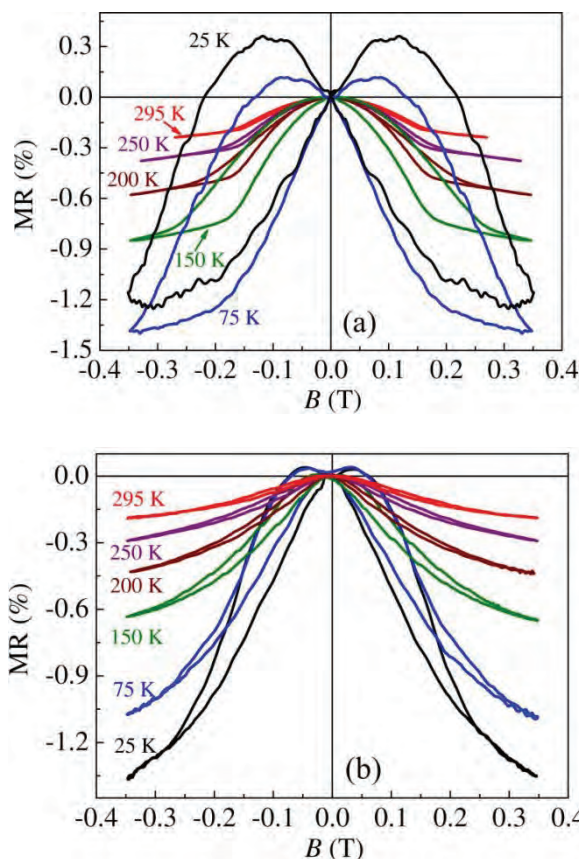


Рис. 1. Зависимости $MR(B)$ для слоя (Ga,Fe)As с $T_g = 200$ C при различных температурах. Магнитное поле ориентировано перпендикулярно плоскости (а) и вдоль плоскости (б)

На рис. 1 представлены зависимости магнетосопротивления $MR(B)$ при различных температурах для

слоя (Ga,Fe)As с $T_g = 200^\circ\text{C}$ при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости слоя (рис. 1(a)) и в плоскости слоя (рис. 1(b)).

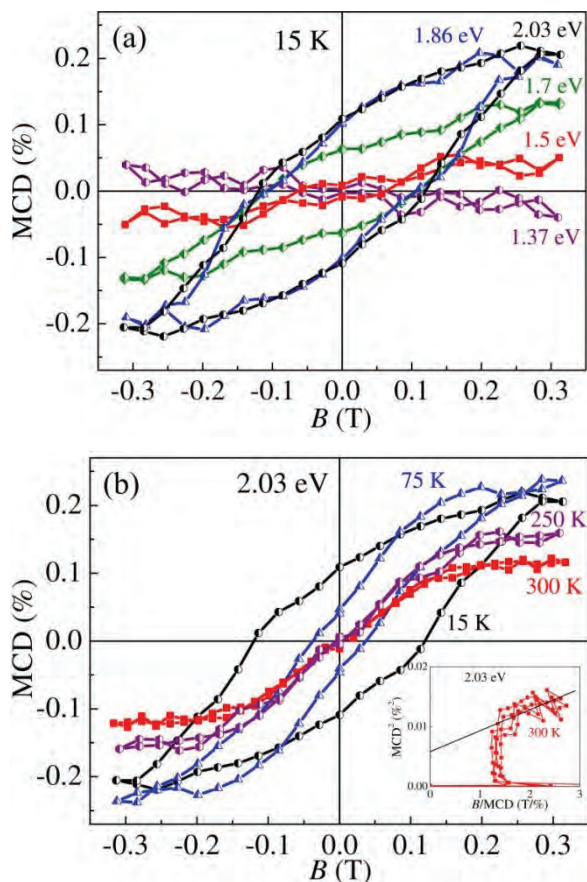


Рис. 2. MCD(B) зависимости слоя (Ga,Fe)As с $T_g = 200$ C. МЦД зависимости от энергии света при 15 K (a) и при различных температурах при энергии света 2.03 эВ (b)

Наблюдается гистерезисное отрицательное магнетосопротивление с сохранением гистерезиса до комнатной температуры. При ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости слоя наблюдается выход на насыщение зависимостей MR(B), что свидетельствует о перпендикулярной магнитной анизотропии слоя (Ga,Fe)As. Это связано с наличием вертикальных периодических доменов перекрывающихся микродвойников, которые являются областями с концентрацией Fe несколько выше среднего. Для всех слоев (Ga,Fe)As зависи-

мости MR(B) имеют схожий анизотропный характер.

На рис. 2(a) представлены зависимости магнитного циркулярного дихроизма (MCD(B)) от магнитного поля для слоя (Ga,Fe)As с $T_g = 200$ C при 15 K для различных энергий падающего света. Для энергий больше ширины запрещенной зоны GaAs зависимости имеют ненасыщающийся гистерезисный характер, что согласуется с зависимостью MR(B) при 25 K (рис. 1(a)). При энергиях света меньше ширины запрещенной зоны GaAs зависимости MCD(B) не регистрируются. Это свидетельствует о внутреннем характере магнетизма в полученных (Ga,Fe)As слоях. Для структуры (Ga,Fe)As с $T_g = 200$ C ферромагнитный характер зависимостей MCD(B) сохраняется до комнатной температуры (рис. 2(b)).

Полученные слои (Ga,Fe)As являются однофазным магнитным полупроводником с температурой Кюри достигающей 300 K.

Работа поддержана проектом РФФ № 18-79-10088.

Литература

1. S. Goel et. al., Phys. Rev. B 3, 084417 (2019). A. V. Kudrin, Yu. A. Danilov, V. P. Lesnikov, et al. J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
2. A.V. Kudrin et. al., J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017). P.N. Hai, L.D. Anh, S. Mohan, et al. Appl. Phys. Lett. 101, 182403 (2012).
3. N.T. Tu et. al., Appl. Phys. Exp. 11, 063005 (2018). H. Shinya, T. Fukushima, A. Masago, et al. J. Appl. Phys. 124, 103902 (2018).
4. A.V. Kudrin et. al., J. Mag. Mag. Mat. 485, 236–243 (2019).
5. L. D. Anh et. al., Appl. Phys. Lett. 107, (2015) 232405.
6. A.V. Kudrin et. al., arXiv:1911.00327.

Ферромагнитные полупроводники на основе тройных твердых растворов InGaSb, InAlSb, GaAlSb, сильно легированных Fe

А.В. Кудрин¹, В.П. Лесников¹, Д.А. Павлов¹, Ю.В. Усов¹, В.Е. Милин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, 603950 Нижний Новгород.

*kudrin@nifti.unn.ru

Методом импульсного лазерного нанесения получены эпитаксиальные слои магнитных полупроводников $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15},\text{Fe})\text{Sb}$, $(\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}$, $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}$ с содержанием Fe порядка 15 ат. %. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показали, что полученные слои являются эпитаксиальными без включений кластеров второй фазы. Кристаллическое совершенство слоев $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}$ сильно зависит от температуры ростового процесса.

Введение

В последние годы были получены слои ферромагнитных полупроводников $(\text{Ga},\text{Fe})\text{Sb}$ [1] и $(\text{In},\text{Fe})\text{Sb}$ [2], $(\text{Ga},\text{Fe})\text{As}$ [3] с температурой Кюри выше комнатной. Исследование Fe-легированных слоев полупроводников III-V указывают на то, что ферромагнетизм в них не связан напрямую с обменным взаимодействием посредством носителей заряда (carrier-mediated ferromagnetism), как в широко исследуемой системе $(\text{III},\text{Mn})\text{V}$, а связан с неким вариантом сверхобменного взаимодействия между атомами Fe [2-5]. Полученные результаты по ферромагнитным слоям $(\text{III},\text{Fe})\text{V}$ позволяют предположить, возможно создание ферромагнитных Fe-легированных полупроводников на основе тройных твердых растворов III-V. Интерес к тройным твердым растворам связан с возможностью варьирования ширины запрещенной зоны магнитных полупроводников $(\text{III},\text{Fe})\text{V}$. В частности, введение Al в качестве элемента третьей группы позволит увеличить ширину запрещенной зоны $(\text{In},\text{Fe})\text{Sb}$ и $(\text{Ga},\text{Fe})\text{Sb}$.

Результаты и обсуждение

Методом лазерного распыления твердотельных мишеней InSb, GaSb, Al, Sb и Fe в вакууме нами были получены слои $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15},\text{Fe})\text{Sb}$, $(\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}$ и $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}$ со средней концентрацией атомов Fe порядка 15 ат. %. Технологическая толщина слоев составляла ~40 нм, слои наносились на подложки *i*-GaAs, температура ростового процесса T_g составляла 200 или 230°C. Исследования структуры полученных слоев проводилась методом высокоразрешающей аналитической просвечивающей электронной микроскопии.

На рис. 1 представлено изображение высоко-разрешающей просвечивающей микроскопии (ВРПЭМ) поперечного сечения структуры $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15},\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$.

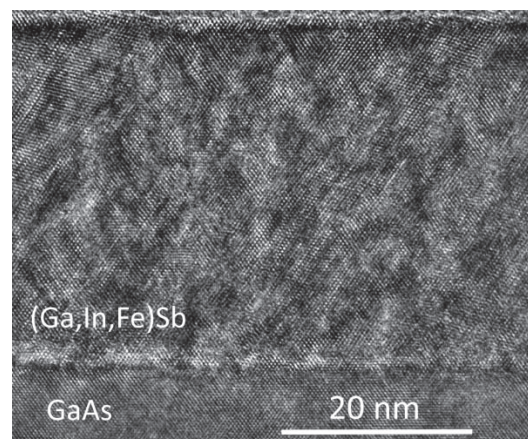


Рис. 1. ВРПЭМ изображение структуры $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15},\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$

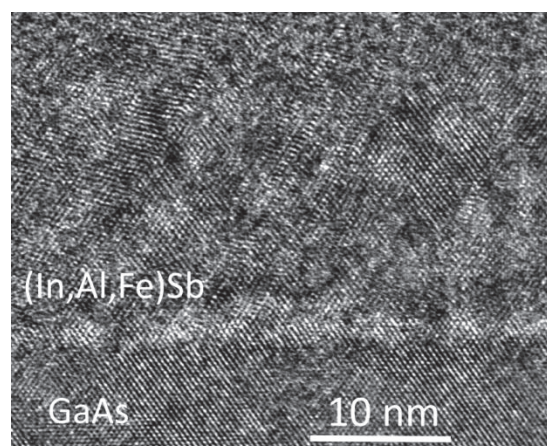


Рис. 2. ВРПЭМ изображение структуры $(\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3},\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$

ВРПЭМ исследования показывают, что слой $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{Fe})\text{Sb}$ является эпитаксиальными, без включений кластеров Fe или другой второй интерметаллической фазы.

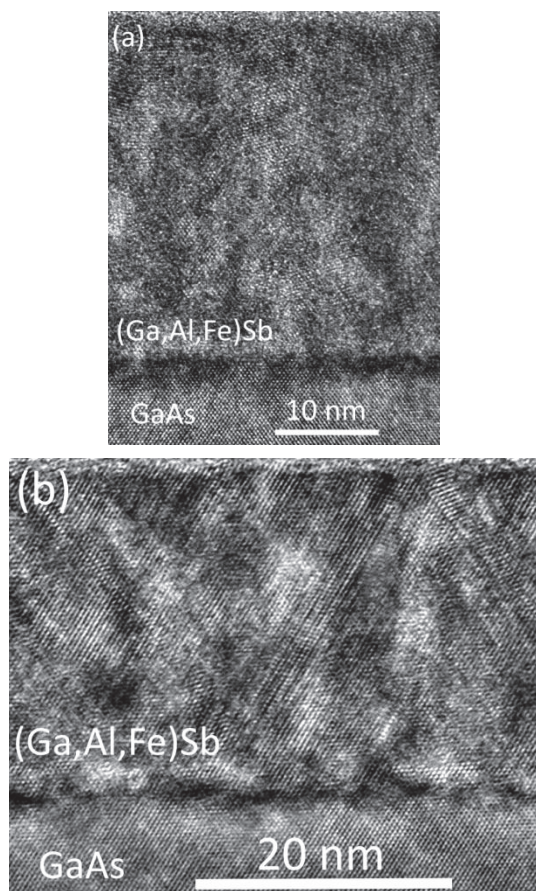


Рис. 3. ВРПЭМ изображение структуры $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$

Слой $(\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{Fe})\text{Sb}$ содержит дефекты упаковки типа микродвойников, проявляющихся в виде массива линий под углом около 70° проходящих от подложки к поверхности слоя (рис. 1). Присутствие

дефектов упаковки данного типа связано с большим рассогласованием постоянных решетки подложки GaAs и слоя GaInSb (более 7 %).

На рис. 2 представлено ВРПЭМ изображение для структуры $(\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$. Включений второй фазы, проявляющейся в виде кластеров с контрастом муара не наблюдается, но кристаллическое совершенство слоя ниже, чем для слоев $(\text{In,Fe})\text{Sb}$ [].

На рис. 3(a) представлено ВРПЭМ изображение для структуры $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$, полученной при $T_g = 200^\circ\text{C}$. Слой $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}$ является поликристаллическим без включений второй фазы.

На рис. 3(b) представлено ВРПЭМ изображение для структуры $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}/\text{GaAs}$, полученной при $T_g = 230^\circ\text{C}$. Повышение температуры ростового процесса приводит к значительно более высокому кристаллическому совершенству слоя $(\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{Fe})\text{Sb}$. Слой является эпитаксиальным, без включений кластеров второй фазы. Наблюдаемые дефекты упаковки связаны с большим рассогласованием постоянной решеток.

Работа поддержана проектом РФФ № 18-79-10088.

Литература

1. S. Goel et. al., Phys. Rev. B 3, 084417 (2019). A. V. Kudrin, Yu. A. Danilov, V. P. Lesnikov, et al. J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017).
2. A.V. Kudrin et. al., J. Appl. Phys. 122, 183901 (2017). P.N. Hai, L.D. Anh, S. Mohan, et al. Appl. Phys. Lett. 101, 182403 (2012).
3. A.V. Kudrin et. al., arXiv:1911.00327.

Процессы межзонной рекомбинации и стимулированное излучение в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe диапазона 3-5 мкм

К.Е. Кудрявцев^{1,*}, В.Я. Алешкин¹, В.В. Румянцев¹, М.А. Фадеев¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий², В.И. Гавриленко¹, С.В. Морозов¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*konstantin@ipmras.ru

В работе сообщается о наблюдении стимулированного излучения на длине волны 3.7 мкм при оптической накачке волноводных структур с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe при температурах до 240 К и обсуждаются факторы, определяющие возможность достижения лазерной генерации при более высоких температурах. Экспериментальные данные указывают на то, что беспороговые процессы оже-рекомбинации, которые предполагаются доминирующими в узких КЯ, не вносят заметного вклада в гашение стимулированного излучения из структур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe с ростом температуры, и основные ограничения вносят классические «объемно-подобные» оже-процессы типа ССНС. Рассмотрены перспективные дизайны КЯ для реализации максимально возможных рабочих температур лазеров диапазона 3-5 мкм на основе структур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe.

Введение

Актуальные задачи спектроскопии газов, мониторинга окружающей среды и медицины определяют практическую значимость диапазона длин волн 3-5 мкм и необходимость реализации эффективных компактных источников излучения в этом диапазоне [1]. Здесь на настоящий момент безусловно лучшие выходные параметры предлагают каскадные лазеры (межподзонные либо межзонные), однако широкое их применение сдерживается высокой сложностью таких структур и, соответственно, их дороговизной.

Альтернативой каскадным лазерам могли бы стать «классические» межзонные лазеры, развиваемые на основе узкозонных полупроводников [2]. Известной проблемой узкозонных материалов, ограничивающей их лазерные применения, является безызлучательная оже-рекомбинация неравновесных носителей заряда. В то же время, в работе [3] было предсказано, что реализация узких бинарных КЯ HgTe/CdHgTe позволила бы существенно подавить оже-процессы (в сравнении с более широкими КЯ HgCdTe/CdHgTe с той же энергией излучательных переходов). Контролируемый рост подобных структур (с ширинами КЯ на уровне единиц нанометров для светоизлучающих структур диапазона 3-5 мкм) стал возможен лишь относительно недавно, и практически все предшествующие сообщения о наблюдении СИ из HgCdTe структур в диапазоне 3-5 мкм относятся к объемным слоям HgCdTe либо широким КЯ [4]. В данной работе проведен анализ

спонтанной и стимулированной эмиссии из структур с узкими КЯ HgTe/CdHgTe и обозначены возможности реализации практически значимых лазерных структур на основе HgCdTe.

Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках (013)GaAs с буферными слоями ZnTe/CdTe и содержали 10-13 номинально чистых КЯ HgTe, встроенных в барьерные (ограничительные) слои CdHgTe с долей $[Cd]_B=65\div 75\%$. Толщина барьерных слоев составляла 30 нм, общая толщина волноводного слоя с КЯ составила ~ 1 мкм. Остаточное содержание $[Cd]_{QW}$ в КЯ оценено по данным фотолюминесценции (ФЛ) на уровне $\sim 8\%$; ширина КЯ при этом выбиралась вблизи 2.7-2.8 нм с тем, чтобы расчетное положение линии эмиссии при комнатной температуре соответствовало диапазону 3.2-3.5 мкм.

Оптическая накачка образца осуществлялась непрерывным лазером ($\lambda \sim 800$ нм, ~ 1 Вт/см²) при измерениях спонтанной ФЛ и импульсным параметрическим генератором света ($\tau \sim 10$ нс, $\lambda \sim 0.7-2.3$ мкм, до 350 кВт/см²) при регистрации стимулированного излучения (СИ). Излучение образца детектировалось HgCdTe приемником; спектры эмиссии регистрировались в режиме пошагового сканирования фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v. Образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла ($T=10-300$ К).

Результаты и обсуждение

Наилучшие результаты по стимулированному излучению с точки зрения максимальной «рабочей» температуры и большей длины волны излучения были получены для образцов с наиболее широкозонными барьерными слоями ($[Cd]_B \sim 75\%$). СИ достигалось при температурах до 240 К на длине волны 3.7 мкм (рис. 1), что улучшает результаты, приводимые в предшествующей работе [5] для структур с $[Cd]_B \sim 65\%$.

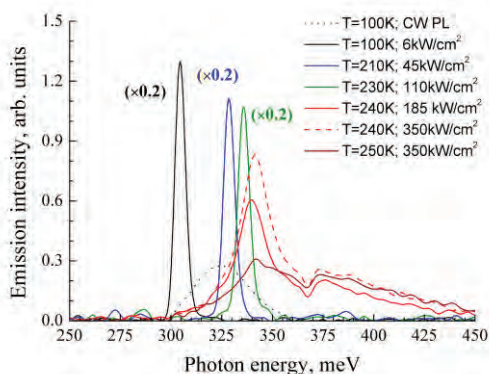


Рис. 1. Спектры эмиссии лазерной структуры с КЯ $Hg_{0.92}Cd_{0.08}Te/Cd_{0.75}Hg_{0.25}Te$, измеренные при различных температурах

При температурах выше 150 К заметно насыщение люминесцентного отклика по мере роста плотности мощности возбуждения, что свидетельствует о термическом включении безызлучательных процессов. На рис. 2 приведена интегральная интенсивность спонтанной ФЛ образца при слабой накачке $I_{PL}(T)$ в зависимости от температуры (точки) и ее аппроксимация (штриховая линия) активационным выражением вида

$$I_{PL} = I_0 / (1 + C \times \exp(-E_A/kT)), \quad (1)$$

в рамках конкуренции излучательной рекомбинации (темп которой слабо зависит от температуры) и оже-рекомбинации с энергией активации E_A . Хорошее согласие эксперимента и модели позволяет определить $E_A = 55(\pm 6)$ мэВ. Полученное значение близко к расчетному значению порога оже-рекомбинации для ССНС-процесса в рассматриваемом образце (58 мэВ), что позволяет предположить доминирующую роль данного процесса в гашении ФЛ. Косвенно на это может указывать и заметный рост ширины линии ФЛ при $T > 150$ К

(рис. 2), указывающий на дополнительный разогрев носителей заряда.

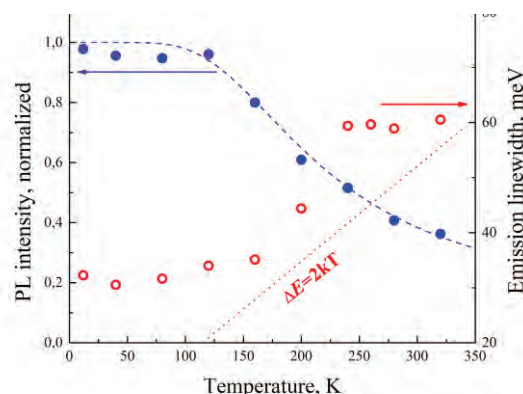


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности и ширина спектра спонтанной эмиссии структуры с КЯ

Достижение лазерной генерации при $T > 240$ К требует, по видимому, обеспечения больших порогов оже-рекомбинации в КЯ $HgTe/CdHgTe$. связано с дальнейшим увеличением. Технологически реалистичными представляются структуры с КЯ $Hg(Cd)Te/Cd_{0.8}Hg_{0.2}Te$, в которых порог оже-рекомбинации может быть теоретически оценен на уровне 65-75 мэВ (при остаточной доли $[Cd]$ в КЯ, в пределах $8 \pm 2\%$), что позволяет рассчитывать на достижение СИ ($\lambda \sim 3-3.5$ мкм) при температурах, близких к комнатной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #19-02-00827) на оборудовании ЦКП «Физика и технология наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. F. K. Tittel, D. Richter, and A. Fried, "Mid-infrared laser applications in spectroscopy," in *Solid-state Midinfrared Laser Sources* (Springer, 2003), pp. 458–529.
2. D. Jung et al. Next-generation mid-infrared sources. *Journal of Optics*, 19, 123001 (2017).
3. I. Vurgaftman, J.R. Meyer. High-temperature $HgTe/CdTe$ multiple-quantum-well lasers. *Optics Express*, 2(4), 137 (1998).
4. J.M. Arias et al., *J.Semic.Sci.Tech.*, **8**, 255 (1993); C. Roux et al., *Appl.Phys.Lett.*, **75**, 1661 (1999).
5. M.A. Fadeev et al., *Opt.Expr.*, **26**, 12755 (2018).

Влияние граничных условий на высокочастотную электропроводность тонкого проводящего слоя в продольном магнитном поле

И.А. Кузнецова¹, О.В. Савенко², П.А. Кузнецов³

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003.

¹kuz@uniyar.ac.ru, ²o.savenko@uniyar.ac.ru, ³p.kuznetsov@uniyar.ac.ru

Выполнен кинетический расчет высокочастотной электропроводности тонкого проводящего слоя в продольном магнитном поле с учетом диффузно-зеркальных граничных условий. Получено аналитическое выражение для интегральной проводимости слоя, как функции толщины, частоты электрического поля, индукции магнитного поля, химического потенциала и коэффициентов зеркальности поверхностей слоя. Рассмотрены предельные случаи вырожденного и невырожденного электронного газа. Проведен сравнительный анализ теоретических расчетов с экспериментальными данными. Проиллюстрирован метод определения коэффициентов зеркальности и длины свободного пробега носителей заряда по продольному магнетосопротивлению.

В настоящей работе решена кинетическая задача о высокочастотной электропроводности тонкого проводящего слоя, расположенного в продольном постоянном магнитном поле и переменном электрическом поле. Предполагается, что толщина слоя может быть сравнима или меньше длины свободного пробега носителей заряда. В этом случае для теоретического описания электрических характеристик тонких слоев необходимо учесть поверхностное рассеяние носителей заряда. Если толщина слоя много больше длины волны де Бройля носителей заряда, квантовыми размерными эффектами, связанными с квантованием энергетического спектра носителей заряда по толщине слоя, можно пренебречь. Для решения подобных задач достаточно использовать стандартный кинетический метод. Предполагается, что толщина слоя много меньше глубины скин-слоя, т.е. скин-эффект не учитывается. Электрическое и магнитное поля считаются однородными.

Метод расчета

Периодическое по времени электрическое поле действует на носители заряда и вызывает отклонение их функции распределения от равновесной функции Ферми-Дирака. Неравновесная функция распределения носителей заряда ищется из решения кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации и в линейном по внешнему электрическому полю приближении. Для учета поверхностного рассеяния носителей заряда применяется модель диффузно-зеркальных граничных

условий, накладываемых на функцию распределения. Коэффициенты зеркальности поверхностей слоя предполагаются различными. Неравновесная функция распределения позволяет рассчитать плотность тока, полный ток и интегральную проводимость.

Результаты и обсуждение

Получены аналитические выражения для интегральной проводимости слоя как функции безразмерных параметров: толщины слоя x_0 , частоты электрического поля y_0 , индукции магнитного поля β_0 , коэффициентов зеркальности поверхностей q_1 и q_2 и химического потенциала u_μ . Исследовано поведение составляющих безразмерной проводимости, учитывающих только объемные (Σ_v) и только поверхностные (Σ_s) столкновения носителей заряда, от индукции магнитного поля. Показано, что с увеличением индукции магнитного поля β_0 составляющая Σ_s уменьшается, а составляющая Σ_v – увеличивается (рис.1). Это связано с тем, что при увеличении β_0 относительное число носителей заряда, не рассеивающихся на поверхностях слоя, увеличивается, соответственно, возрастает их вклад как в Σ_v , так и в полную интегральную проводимость. Проведен сравнительный анализ результатов для предельных случаев вырожденного и невырожденного электронного газа. Показано, что максимальное относительное различие значений модуля интегральной проводимости для этих случаев наблюдается при диффузном рассеянии носителей заряда и достигает 15%. Исследованы зависимости модуля и

аргумента (фазы) проводимости от частоты электрического и индукции магнитного поля.

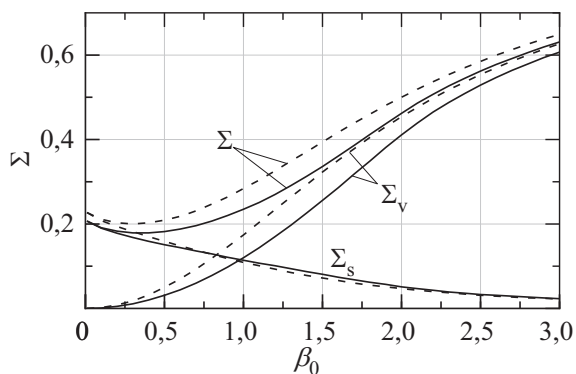


Рис. 1. Зависимости безразмерной интегральной проводимости тонкого металлического (сплошные кривые) и полупроводникового (пунктирные кривые) слоя от безразмерной индукции магнитного поля β_0 в случае постоянного электрического поля при значениях $x_0 = 0,1$ и $q_1 = q_2 = 0$. Σ – полная безразмерная интегральная проводимость; Σ_s и Σ_v – составляющие безразмерной проводимости, учитывающие только объемное (Σ_v) и только поверхностное (Σ_s) рассеяние носителей заряда

Обнаружено резонансно-подобное поведение зависимости модуля проводимости от индукции магнитного поля при совпадении безразмерных частоты электрического и индукции магнитного полей (рис. 2а). Резонанс аргумента проводимости наблюдается при значении безразмерной индукции магнитного поля, в два раза меньшего значения частоты электрического поля (рис. 2б). С увеличением коэффициентов зеркальности поверхностей резонанс модуля и аргумента проводимости становится менее ярко выраженным и смещается в область более слабых магнитных полей.

Выполнен сравнительный анализ теоретических расчетов с экспериментальными данными для пленки золота [1] (рис. 3). Проиллюстрирован эффективный метод определения коэффициентов зеркальности поверхностей и длины свободного пробега носителей заряда по продольному магнетосопротивлению тонкой металлической пленки.

Литература

1. Munoz R.C., Suárez M.A., Oyarzún S. // Physical Review B. V. 81. 165408 (2010).

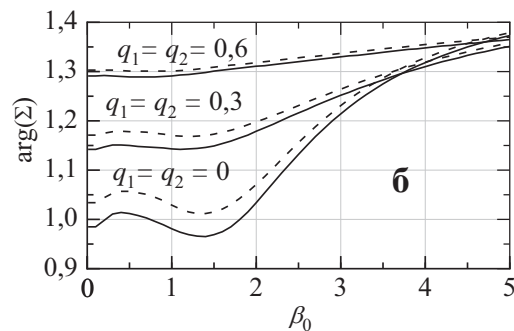
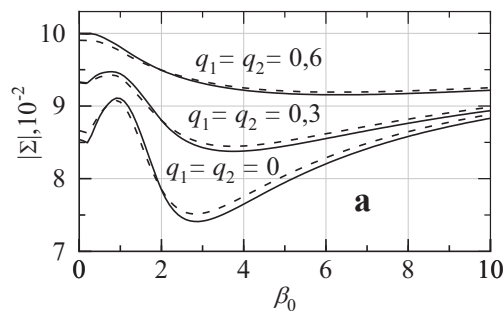


Рис. 2. Зависимости модуля (а) и аргумента (б) безразмерной интегральной проводимости Σ тонкого металлического (сплошные кривые) и полупроводникового (пунктирные кривые) слоя от безразмерной индукции магнитного поля β_0 при значениях $y_0 = 1$ и $x_0 = 0,1$

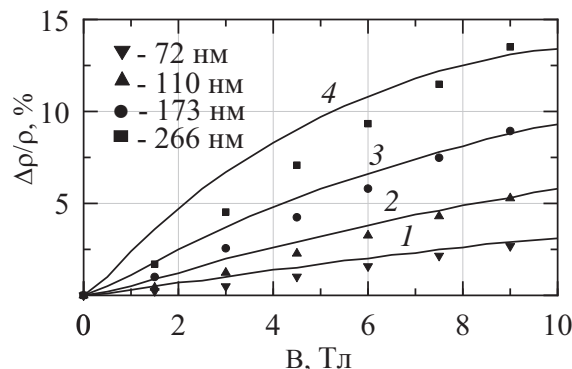


Рис. 3. Зависимости относительного магнетосопротивления тонких пленок золота от индукции магнитного поля при температуре 4 К. Точки – экспериментальные данные работы [1]. Сплошные кривые 1 – 4 – теоретический расчет в случае постоянного электрического поля при значениях q_1, q_2 и λ : 1: $q_1 = q_2 = 0,35$, $\lambda = 750$ нм; 2: $q_1 = q_2 = 0,17$, $\lambda = 850$ нм; 3: $q_1 = q_2 = 0,09$, $\lambda = 1,3$ мкм; 4: $q_1 = q_2 = 0$, $\lambda = 2$ мкм

Времена ядерной спиновой релаксации в n-GaAs

М.С. Кузнецова^{1,*}, П.С. Соколов^{1,2}, М.Ю. Петров¹, К.В. Кавокин¹, С.Ю. Вербин¹, И.Я. Герловин¹, Д.Р. Яковлев^{2,3}, М. Bayer^{2,3}

¹ Лаборатория Оптики Спины, Санкт Петербургский государственный университет, 198504, СПб, Россия

² Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Российская Академия Наук, 194021 СПб, Россия

* mashakuznecova@bk.ru,

С помощью измерения эффекта Ханле с временным разрешением и поляризованной фотолюминесценции с темновыми интервалами мы исследовали нарастание и затухание спиновой поляризации ядер, взаимодействующих с электронами, связанными на доноре в n-легированном GaAs. Сильное сверхтонкое взаимодействие определяет миллисекундную шкалу времени спиновой динамики этих ядер, в отличие от ядер, удаленных от примесных центров, характеризующихся в тысячу раз большим временем спиновой релаксации. Наблюдается динамика спиновой поляризации и релаксации ядер на донорной орбите во временной шкале от 200 до 425 мс.

Введение

Экспериментальные измерения времен спиновой релаксации крайне важны для базовой характеристики динамики любой спиновой системы. В данной работе представлен метод, основанный на измерении эффекта Ханле с миллисекундным временным разрешением [1,2], используемый для изучения ядерной спиновой динамики, в окрестности доноров. Мы измеряем как время нарастания ядерной спиновой поляризации при накачке, так и ее затухание в темноте [3].

Методика эксперимента

Исследуемый образец содержал эпитаксиальный слой GaAs толщиной 20 мкм, легированный кремнием с концентрацией $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Измерения производились при температуре 4.2 К. Люминесценция образца возбуждалась циркулярно поляризованным излучением титан-сапфирового лазера, причем знак поляризации модулировался на частоте, менявшейся от долей Гц до 50 кГц. Измерялась зависимость степени поляризации люминесценции от величины магнитного поля (кривая Ханле) как функция частоты модуляции.

Было обнаружено, что при быстрой модуляции (частота 50 кГц), подавляющей ядерную поляризацию, эта зависимость хорошо описывается симметричной функцией Лоренца, полуширина которой растет с ростом мощности накачки (см. рисунок 1). В отсутствие ядерной поляризации ширина кривой Ханле, пропорциональна скорости релаксации электронного спина. Как видно из рисунка 1(b),

время жизни электронного спина уменьшается с ростом мощности накачки от десятков до единиц наносекунд.

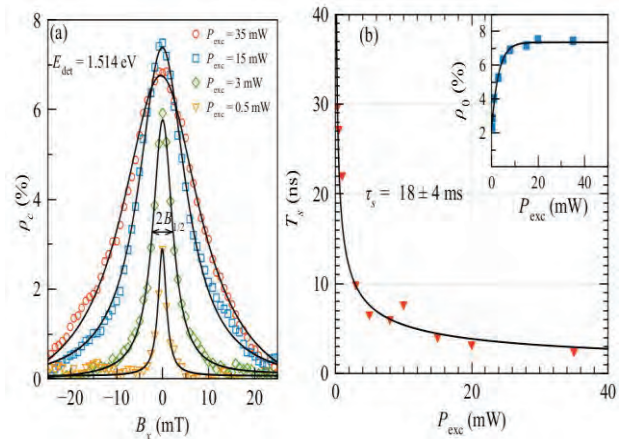


Рис. 1. (а) Кривые Ханле, измеренные на линии экситона, локализованного на нейтральном доноре (D^0X), при быстрой модуляции поляризации накачки. (б) Зависимость времени электронной спиновой релаксации от мощности накачки. На вставке представлена зависимость степени циркулярной поляризации от мощности накачки

Согласно существующим представлениям, ядерная спиновая динамика в n-GaAs определяется двумя основными процессами — их сверхтонким взаимодействием с электроном, сидящим на доноре, и диффузией ядерных спинов за пределы донорной орбиты. Временные характеристики этих процессов радикально различаются, поэтому для изучения каждого из процессов использовался индивидуальный протокол.

Для оценки длинного времени спиновой релаксации, ядерная спиновая система накачивается циркулярно поляризованным светом в течение 5 минут в продольных магнитных полях $B_z = \pm 2$ мТл, а затем размагничивается в небольшом поперечном поле $B_x \approx 0,50 \pm 0,05$ мТл. В таком эксперименте ядерная спиновая динамика характеризуется моноэкспоненциальным затуханием поля Оверхаузера с характерными временами $T_{\text{bulk}} = 90$ с и $T_{\text{bulk}} = 120$ с, в зависимости от начального знака спиновой температуры (рисунок 2). Экспериментальные зависимости могут быть описаны формулой [4]:

$$\rho_c \sim 1 / \left[1 + (B_x + B_N(t=0)e^{-t/T_{\text{bulk}}})^2 / B_{1/2}^2 \right] \quad (\Phi 1)$$

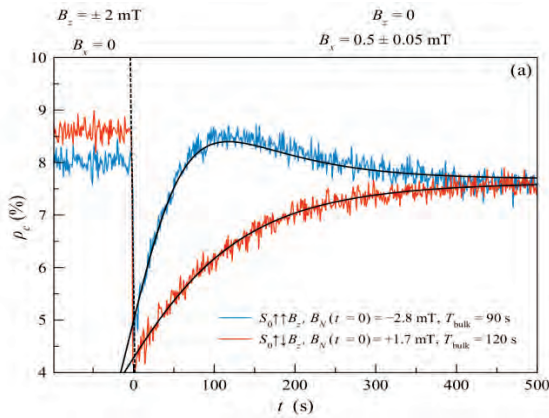


Рис. 2. Временная зависимость степени круговой поляризации ФЛ после размагничивания в продольных полях $B_z = +2$ мТл (синяя кривая) и $B_z = -2$ мТл (красная кривая) в малом поперечном магнитном поле $B_x = 0,5 \pm 0,05$ мТл и его подгонка (сплошные линии) с помощью формулы ($\Phi 1$)

Чтобы продемонстрировать наличие быстрой динамики нарастания ядерной спиновой поляризации, мы использовали временной протокол, в котором циркулярная поляризация накачки чередовалась каждые 500 мс. Кривые Ханле измерялись в каждые 50 мс в течение всего периода модуляции. Кривые Ханле измерялись при сканировании поперечного, относительно оптической накачки, поля B_x при фиксированном значении продольного поля $B_z = +2$ мТл для различных времен задержки Δt . Из анализа экспериментальных данных мы получаем значение эффективного ядерного поля для каждой кривой Ханле. Анализ зависимости на рис.3 (б) дает характерное время $T_{\text{rempump}} = 425 \pm 50$ мс.

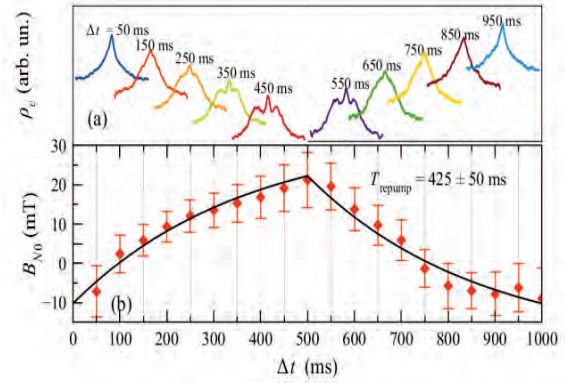


Рис. 3. а) Кривые Ханле, соответствующие различным временным интервалам детектирования (б) Величина поля Оверхаузера, B_{N0} , извлеченная из подгонки кривых Ханле (символы). Сплошная линия подгонка

Результаты и обсуждения

В данной работе описано наблюдение двух временных шкал нарастания и релаксации ядерного поля. Одним из них является медленная релаксация объемных ядер посредством спиновой диффузии в направлении от или к донорным центрам. Измеренное время $T_{\text{bulk}} = 10^2$ с характерно для диэлектрической фазы n-GaAs. В то же время наблюдается более быстрая динамика, характеризующаяся временем $T = 425$ мс, что связано со спиновой динамикой ядер внутри донорной орбиты.

Благодарность

Работа была выполнена при финансовой поддержке DFG в рамках Международного Центра совместных исследований TRR 160 (проект № А6) и РФФИ (грант № 19-52-12043). МСК благодарит СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № ID 28874264.

Литература

1. S. Sokolov *et al.* // Physical Review B, V. 96, 205205 (2017).
2. M. Kotur *et al.* // Physical Review B, V. 97, 165206 (2018).
3. P.S. Sokolov *et al.* // Physical Review B, V. 99, 075307 (2019).
4. R. Giri *et al.* // Physical Review B, V. 85, 195313 (2012).

Сверхтонкое взаимодействие в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs

М.С. Кузнецова¹, Т.С. Шамирзаев^{2,*}, К.В. Кавокин¹, Д.С. Смирнов³, J. Rautert⁴,
Д.Р. Яковлев^{3,4}, М. Bayer^{3,4}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Петергоф, ул. Ульяновская, д. 3, С.-Петербург, 198504.

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, С.-Петербург, 19402.

⁴ Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany.

*tim@isp.nsc.ru

В работе экспериментально и теоретически изучалось сверхтонкое взаимодействие электронов и ядер в непрямозонных квантовых точках (КТ) (In,Al)As/AlAs первого рода. Для экспериментального определения электрон-ядерного взаимодействия измерялась циркулярная поляризация фотolumинесценции КТ в поперечном и продольном магнитных полях. Теоретический симметричный анализ электронных блоховских амплитуд в X долине и микроскопический расчёт методом DFT показывают, что сверхтонкое взаимодействие в X долине, во-первых, подавлено по сравнению с Г долиной, а, во-вторых, анизотропно. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчётами позволяет оценить значения констант сверхтонкого взаимодействия электрона в непрямозонной КТ с каждым из 3-х присутствующих в структуре типом ядер: As, In и Al.

Введение

Для электронов в не прямых минимумах зоны Бриллюэна, волновые функции которых не являются состояниями s-типа сверхтонкое взаимодействие со спинами ядер подавлено [1]. Удобными объектами для изучения сверхтонкого взаимодействия таких электронов являются непрямозонные квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ) [2]. В немногих экспериментальных исследованиях сверхтонкого взаимодействия электронов в непрямозонных КЯ AlAs, опубликованных к настоящему времени, использовался метод электронного спинового резонанса [3], который трудно применить к КТ.

В данной работе сверхтонкое взаимодействие электронов и ядер экспериментально и теоретически изучалось в непрямозонных КТ (In,Al)As первого рода. Особенностью этих непрямозонных КТ является пренебрежимо малое анизотропное обменное взаимодействие электрона в X долине и дырки в Г долине, что приводит к формированию экситонов, со спиновыми состояниями $|\pm 1\rangle$, рекомбинирующих с излучением циркулярно поляризованных фотонов.

Детали эксперимента

Квантовые точки (In,Al)As в матрице AlAs выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs с ориентаци-

ей (001). Структура содержала один слой КТ, расположенный между слоями AlAs толщиной 70 нм, выращенными на поверхности GaAs буферного слоя.

Для экспериментального определения электрон-ядерного взаимодействия измерялась циркулярная поляризация фотolumинесценции КТ в поперечном (эффект Ханле) и продольном (эффект восстановления циркулярной поляризации PRC) магнитных полях. Фотolumинесценция непрямозонных КТ возбуждалась квазирезонансно, через возбужденные состояния электрона, принадлежащие Г долине зоны проводимости циркулярно-поляризованным излучением Ti:sapphire лазера.

Результаты и выводы

Зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ $\rho_c(B)$ от напряженности продольного и поперечного магнитного поля приведены на рис.1. В поперечном магнитном поле наблюдается эффект Ханле, т.е. степень циркулярной поляризации ФЛ уменьшается до нуля в полях несколько миллитесла. Контур Ханле описывается кривой Лоренца $\rho_c(B_x) = \rho_{0c} / (1 + B_x / \Delta_H)$, где ρ_{0c} - степень поляризации в нулевом поле, с половинной шириной на половинной интенсивности $\Delta_H = 1.25$ мТл. В продольном магнитном поле степень циркулярной поляризации ФЛ увеличивается с ростом его напряженности. Кривая восстановления поляризации

также описывается контуром Лоренца с шириной Δ_{RCR} , совпадающей с Δ_{H} .

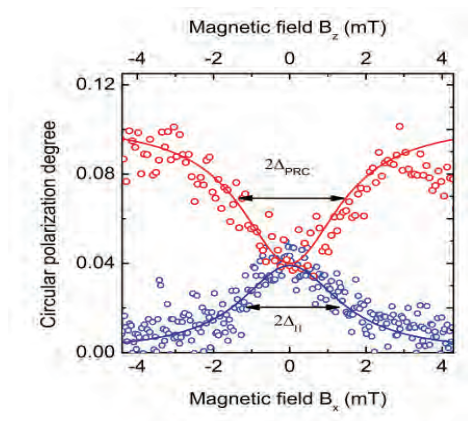


Рис. 1. Зависимость ρ_c от напряженности продольного (верхняя кривая) и поперечного (нижняя кривая) магнитного поля

Измерение температурных зависимостей ширин кривых Ханле и PRC в диапазоне температур 2–30 К показало, что их значения от температуры не зависят. Постоянство Δ_{RCR} и Δ_{H} в широком диапазоне температур позволяет сделать вывод о том, что при низких температурах спиновая релаксация спин-поляризованных электронов в КТ определяется сверхтонким взаимодействием со спинами ядер. Теоретический симметричный анализ электронных блоховских амплитуд в X долине и микроскопический расчёт методом DFT показывают, что сверхтонкое взаимодействие в X долине, во-первых, подавлено по сравнению с Γ долиной, а, во-вторых, анизотропно. Сравнение теории и DFT расчетов с экспериментальными данными дает возможность определить значения констант сверхтонкого взаимодействия для каждого из трех типов ядер (Al, In, As), формирующих КТ. Значения констант приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Константы сверхтонкого взаимодействия электрона в X и Γ долинах зоны проводимости $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$.

	As	In	Al
A_{\parallel}	29	0.93	0.67
A_{\perp}	17.7	-0.46	-0.35
A_{Γ}	43.5	56	16

Таким образом, проведенные в работе эксперименты по оптической ориентации спинов экситонов, образованных тяжелыми дырками в Γ -долине и электронами в X-долине квантовых точек $(\text{In},\text{Al})\text{As}/\text{AlAs}$ демонстрируют зависимости степени поляризации фотolumинесценции от напряженности магнитного поля, характерные для электронов, взаимодействующих с флуктуациями ядерного спина.

Измерение характерных напряженностей поперечного магнитного поля, приводящего к подавлению поляризации ФЛ (эффект Ханле) и продольного магнитного поля, приводящего к восстановлению поляризации ФЛ позволило оценить константы сверхтонкого взаимодействия электрона X-долины со спинами всех типов ядер, формирующих квантовую точку.

Работа выполнена при финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft via the Project No. 409810106 и РФФИ (проекты № 19-02-00098 и 19-52-12001).

Литература

1. J. Fischer *et al.* // Phys. Rev.B, 78, 155329 (2008).
2. T.S. Shamirzaev // Phys.Solid State 60, 1554 (2018).
3. A. V. Shchepetilnikov *et al.* // Phys. Rev.B, 94, 241302(R) (2016).

Фотодетектор ближнего инфракрасного и видимого диапазонов длин волн на осаждённом из газовой фазы алмазе

В.А. Кукушкин^{1,*}, М.А. Лобаев¹, С.А. Богданов¹, Д.Б. Радищев¹, А.Н. Степанов¹,
В.А. Краев², А.И. Охапкин², Е.А. Архипова², А.В. Здравейцев³, И.И. Чунин³, М.В. Ведь³

1 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская область, 603087.

3 НИФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, 603950.

*vakuk@appl.sci-nnov.ru

Создан фотодетектор ближнего инфракрасного и видимого диапазонов длин волн на осаждённом из газовой фазы алмазе. Принцип его работы заключается в фоторождении носителей заряда (конкретно дырок) не в самом алмазе, а в прилежащем к нему тонком слое металла, служащем одновременно и одним из контактов (контактом Шоттки) с внешней цепью. Вследствие тонкости (толщина порядка 10 нм) этого слоя рождённые в нём дырки не успевают рекомбинировать с электронами из-за диффузии в алмаз. Там они ускоряются электрическим полем области пространственного заряда и создают фототок. Измеренная ампер-ваттная чувствительность фотодетектора для модулированного с частотой 1,82 кГц видимого лазерного излучения с длиной волны 445 нм на частоте модуляции (что исключает вклад в неё тепловых эффектов) равняется 10 мкА/Вт при прямых и обратных смещениях на контакте Шоттки 5 В. Ампер-ваттная чувствительность в ближнем инфракрасном диапазоне (длина волны 1,06 мкм) при нулевом смещении составляет 0,2 мкА/Вт. Быстродействие фотодетектора для лазерного излучения с длиной волны 532 нм равняется 200 нс при постоянном обратном смещении 2,5 В.

Алмаз вследствие высокой химической и радиационной стойкости является перспективной основой фотодетекторов для атомной и химической промышленности и космических исследований. Ввиду большой ширины запрещенной зоны (5,5 эВ) он обычно применяется для детектирования излучения ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов длин волн. Фотодетекторы важного для телекоммуникации ближнего инфракрасного и видимого диапазона с использованием алмаза могут быть основаны на изменении его сопротивления при облучении благодаря генерации дополнительных носителей заряда за счет переходов примесная зона–зона или нагрева. Однако вследствие трудности контроля и воспроизведения параметров примесных зон и инерционности тепловых эффектов такие устройства не получили большого распространения.

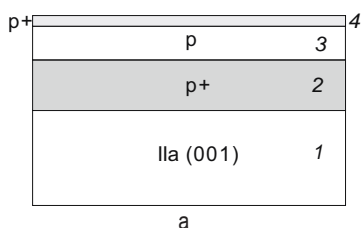
В то же время алмазный фотодетектор ближнего инфракрасного и видимого диапазона может быть основан на другом эффекте, хорошо известном в оптоэлектронике. Он заключается в рождении носителей заряда (конкретно дырок) не в самом алмазе, а в прилежащем к нему тонком слое металла, служащем одновременно и одним из контактов (контактом Шоттки) с внешней цепью. Вследствие тонкости (толщина порядка 10 нм) этого слоя рождённые в нём дырки не успевают рекомбинировать

с электронами из-за диффузии в алмаз. Там они ускоряются электрическим полем области пространственного заряда и создают фототок. Очевидно, что наименьшая энергия фотонов, которые можно зарегистрировать таким способом, должна быть порядка высоты потенциального барьера для дырок на границе металла с алмазом, т.е. разницы энергии Ферми в металле и верхнего края валентной зоны в алмазе на его границе с металлом. Как известно, для контакта алмаза с металлами эта разница может соответствовать ближнему инфракрасному и видимому диапазонам длин волн.

Методика эксперимента

Нами создан работающий на этом принципе алмазный фотодетектор ближнего инфракрасного и видимого диапазонов длин волн [1–4]. Для этого на монокристаллической Па алмазной подложке 1 с ориентацией (001) (см. рис. 1а) путём осаждения из газовой фазы (CVD) нами была выращена алмазная плёнка, состоящая из высокодопированного (концентрация атомов бора $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) слоя 2 с толщиной 10 мкм, слабо допированного ($1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) слоя 3 с толщиной 200 нм и сильно допированного ($5 \cdot 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$) дельта-слоя 4 с толщиной 3 нм. Далее эта плёнка была подвержена травлению на глубину 1 мкм в плазме ионов кислорода с литографической маской из Al (рис. 1б). Последняя поз-

воляла травить левую половину поверхности образца, а на правой её половине она обеспечивала формирование четырёх круговых канавок 5 с внутренним диаметром 0,56 мм и шириной 0,09 мм, т.е. четырёх столбиков, создаваемых для уменьшения тока утечки. Затем на левую однородно стравлен-



ную половину поверхности образца с помощью фотолитографии наносился Ti/Mo/Au (20 нм/30 нм/100 нм снизу вверх) омический контакт 6. После нанесения он был возжён в течение 10 мин при температуре 450 °С. После этого на поверхности столбиков с помощью фотолитографии

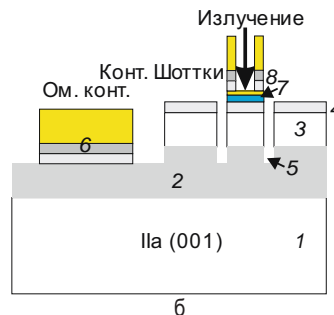


Рис. 1. Структура фотодетектора до (а) и после (б) травления алмаза и нанесения металлических контактов

была нанесена биметаллическая плёнка Cr/Au (7 нм/6 нм снизу вверх) 7, формирующая фоточувствительные контакты Шоттки. Затем на внешние части поверхностей этих столбиков, покрытых биметаллической плёнкой Cr/Au, с помощью фотолитографии наносились контакты Ti/Mo/Au (20 нм/30 нм/100 нм снизу вверх) 8 шириной 0,1 мм. В конце к омическому контакту 6 и к каждому из четырёх круговых контактов 8 на поверхностях столбиков припаивались золотые проволоки.

Описанный выше профиль допирования CVD плёнки алмаза позволяет одновременно увеличить чувствительность фотодетектора за счёт роста туннельной прозрачности потенциального барьера для дырок на границе металла с алмазом в фоточувствительных контактах Шоттки 7 и повысить его быстродействие путём снижения электрической ёмкости области пространственного заряда в алмазе [3, 4].

Результаты и обсуждение

Измеренная ампер-ваттная чувствительность созданного алмазного фотодетектора для модулированного с частотой 1,82 кГц видимого лазерного излучения с длиной волны 445 нм на частоте модуляции (что исключает вклад в неё тепловых эффектов) равняется примерно 10 мкА/Вт при прямых и обратных смещениях на контакте Шоттки 5 В. Ампер-ваттная чувствительность в ближнем инфра-

красном диапазоне (длина волны 1,06 мкм) при нулевом смещении составляет около 0,2 мкА/Вт. Быстродействие фотодетектора для лазерного излучения с длиной волны 532 нм равняется 200 нс при постоянном обратном смещении 2,5 В.

Таким образом, создан быстродействующий алмазный фотодетектор видимого и инфракрасного диапазонов длин волн, который может применяться в атомной и химической промышленности и космических исследованиях.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН (проект № 0035-2019-0003).

Литература

1. V. A. Kukushkin, M. A. Lobaev, S. A. Bogdanov *et al.* // *Diamond and Related Materials*, v. 97, 107444 (2019).
2. В. А. Кукушкин, Д. Б. Радищев, М. А. Лобаев и др. // *Письма в Журнал технической физики*, т. 43(24), 65 (2017).
3. В.А. Кукушкин, С.А. Богданов // *Труды XX международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника»* (14–18 марта 2016 г., г. Нижний Новгород), т. 2, 642 (2016).
4. V.A. Kukushkin, S.A. Bogdanov // *Diamond and Related Materials*, v. 60, 94 (2015).

Сверхбыстрое акустическое переключение резонансно накачиваемой экситон-поляритонной системы в бистабильном режиме

В.Д. Кулаковский¹, А.А. Деменев¹, С.С. Гаврилов¹, А.В. Щербаков^{2,3}, D.D. Yaremkevich³, S.M. Kukhtaruk³, D.R. Yakovlev³, M. Bayer³

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл. 142432 Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.

³ Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44227 Dortmund, Germany

* kulakovs@issp.ac.ru

В планарных высрководотных микрорезонаторах на основе GaAs экспериментально исследованы неравновесные переходы в резонансно возбуждаемой экситон-поляритонной системе, вызываемые пикосекундными акустическими импульсами. Показано, что акустические импульсы, вызывающие обратимые возмущения энергии экситона, могут быть использованы для сверхбыстрого (~100 пс) переключения оптического отклика бистабильной поляритонной системы с нижней на верхнюю ветку стабильности.

Введение

Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) образуются благодаря сильной связи резонаторной и экситонной мод в активном слое МР, они наследуют очень малую эффективную массу и макроскопическую длину когерентности от фотонов и большое межчастичное взаимодействие от экситонов. Благодаря малой массе поляритоны проявляют квантовые когерентные свойства при низких плотностях, когда поляритонная система представляет собой слабо неидеальный бозе-газ с отталкивающим парным взаимодействием. В случае резонансного когерентного возбуждения на частоте, немного превышающей частоту поляритонного резонанса, нелинейность поляритонной системы может привести к ее оптической би- или мультстабильности [1]. Недавно в работе [2] была предсказана возможность быстрого переключения между ветвями устойчивости при фиксированной накачке с помощью пикосекундных импульсов деформации, которые вызывают кратковременное – несколько пс - обратимое изменение энергии экситона. Данная работа посвящена экспериментальной проверке этого теоретического предсказания.

Образцы и экспериментальная методика

Исследования выполнены на 2λ -AlAs/GaAs МР структуре с 4 наборами из 3-х $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ 10-нм

квантовых ям, выращенной на GaAs подложке: Большое количество пар AlAs/GaAs в зеркалах Брэгга обеспечивало добротность $Q > 10^4$. Расщепление Раби - 7,5 мэВ.

Образец находился в криостате, позволяющем исследовать распределение поляритонов с высокими пространственным (~1,5 мкм) и угловым (~1°) разрешениями. Поляритоны возбуждались по нормали к плоскости МР на 0,14 мэВ выше энергии поляритона при нулевом квазиимпульсе, $E_{LP}(k=0)$, непрерывным Ti-сапфировым лазером. Импульсы длительностью 55 пс с частотой 100 кГц формировались с помощью акустооптического модулятора. Сигнал излучения детектировался с помощью стрик-камеры с временным разрешением 100 пс.

Импульсы деформации генерировались в подложке GaAs толщиной 0,35 мм лазерными импульсами Ti-сапфирового лазера с длительностью 200 фс на удвоенной частоте ($\lambda \sim 400$ нм). Фиолетовый импульс поглощается в приповерхностной области GaAs и генерирует биполярный пс импульс деформации (за областью сжатия следует область растяжения кристалла) [3], который распространяется через подложку GaAs и зеркало со скоростью звука и приходит в активный слой МР через ~73 нс. Далее импульс деформации распространяется через верхнюю часть брегговского зеркала, достигает открытой поверхности образца, отражается с π -фазовым сдвигом и возвращается обратно в кван-

товые ямы через 1,5 нс. (Вставка на рис. 1). В падающем импульсе амплитуда пика сжатия примерно в 2 раза меньше амплитуды пика растяжения. При отражении от границы МР-воздух знак деформации в этих пиках меняется на обратный, в результате чего величины амплитуд пиков сжатия и растяжения меняются местами.

Результаты и обсуждение

В условиях когерентной оптической накачки динамика бистабильной экситон-поляритонной системы хорошо описывается квазиклассической моделью среднего поля, основанной на диссипативных уравнениях Гросса-Питаевского для макроскопической волновой функции. В рамках этого приближения критическая величина резонансной накачки для перехода в верхнее стабильное состояние описывается формулой [3]

$$F_{\uparrow} = 2[D^3 + 9D\gamma^2 + (D^2 - 3\gamma^2)^{3/2}]27V,$$

где V – константа поляритон-поляритонного взаимодействия, $D = \hbar\omega_p - E_{LP}$, и \hbar/γ – время жизни поляритонов. Из этой формулы видно, что при постоянной накачке ниже пороговой для перехода системы с нижней ветви стабильности на верхнюю при накачке $F < F_{\uparrow}$ на верхнюю, необходим импульс сжатия вызывающий фиолетовый сдвиг E_{LP} , достаточный для понижения F_{\uparrow} ниже F .

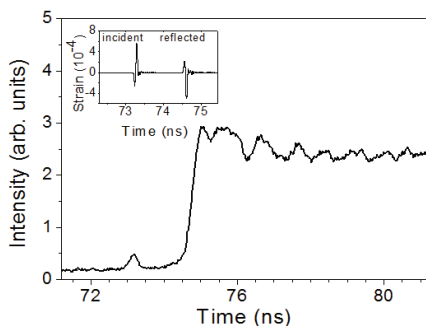


Рис. 1. Временная эволюция излучения поляритонов во временном диапазоне возбуждения импульсами деформации. На вставке показана зависимость величины деформации квантовых ям, вызванной приходом падающего и отраженного деформационных импульсов, в середине активного слоя

На рис 1 показан результат воздействия акустического импульса на поляритонную систему, возбуждаемую резонансно на 0,14 мэВ выше E_{LP} Тисапфировым лазером с плотностью, меньшей кри-

тической для перехода в верхнее стабильное состояние. Интенсивность акустического импульса выбрана такой, что в падающем импульсе фиолетовый сдвиг E_{LP} , обусловленный сжимающим импульсом, недостаточен для перевода поляритонной системы в верхнее стабильное состояние.

Импульс деформации, сгенерированный фиолетовым фс импульсом в приповерхностной области подложки GaAs распространяется со скоростью звука и через 73,3 нс возбуждает квантовые ямы в активной области МР. В этот момент наблюдается небольшое обратимое изменение интенсивности излучения поляритонной системы.

При отражении импульса деформации от границы вакуум/брегговское зеркало благодаря смене знака напряжения в биполярном импульсе деформации сжимающий пик наследует примерно в 2 раза большую амплитуду пика растяжения. Он проходит через область квантовых ям через ~1.5 нс после падающего (вставка на рис. 1). На рис. 1 видно, что в этот момент интенсивность оптического излучения поляритонной системы при фиксированной фоновой накачке увеличивается больше, чем на порядок, и при этом переход в верхнее состояние стабильности оказывается необратимым. Время переключения находится в пределах 100 пс.

Таким образом, экспериментально показано, что акустические импульсы, вызывающие обратимое возмущение энергии экситона, могут быть использованы для сверхбыстрого (~100 пс) переключения оптического отклика бистабильной поляритонной системы с нижней на верхнюю ветку стабильности

Авторы выражают благодарность П. Саввидису за высокодобротную МР структуру.

Литература

1. N. A. Gippius et al, // Physical Review Letters. V. **98**, 236401 (2007).
2. S. S. Gavrilov and N. A. Gippius, // Physical Review B, V. **86**, 085317 (2012).
3. V. Akimov et al, // Physical Review Letters. V. **97**, 037401 (2006),
4. E. S. K. Young et al, // Physical Review B, V. **86**, 155207 (2012).

Расчет порога оже-рекомбинации в узкозонных гетероструктурах на основе HgCdTe

Н.С. Куликов^{1,2,*}, М.С. Жолудев², В.В. Уточкин^{1,2}, В.В. Румянцев^{1,2}, С.В. Морозов²

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*neilkulikov@gmail.ru

Представлена возможность повышения температуры гашения СИ (критической темп.) для гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe. Метод основан на прямой зависимости критической температуры и энергии порогового оже-процесса. Путём изменения параметров структуры и, следовательно, дисперсионных соотношений носителей заряда можно повышать как пороговую энергию, так и критическую температуру.

Введение

На текущий момент одной из наиболее актуальных проблем в физике полупроводников является создание источников когерентного излучения терагерцового диапазона (с длиной волны 30-100 μm). Для этих целей хорошо подходят полупроводниковые гетероструктуры на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в силу их прямозонности и малого значения ширины запрещённой зоны [2].

Использование таких структур, однако, осложняется тем, что темп излучательной рекомбинации снижается при уменьшении энергии кванта, отдавая первенство безызлучательным механизмам оже-рекомбинации и Шокли-Рида-Холла (ШРХ), скорость которых, напротив, растет. В то время, как механизм ШРХ может быть подавлен путем снижения количества примесей, оже-процессы остаются существенными даже в структурах высокого качества выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Согласно последним исследованиям кинетики фотопроводимости именно оже-рекомбинация является доминирующим [1] механизмом для подобных структур.

Метод расчёта

В силу необходимости выполнения законов сохранения энергии и импульса, оже-процессы являются пороговыми, т.е. существует минимальная суммарная «кинетическая» энергия частиц ϵ_{th} , при которой они способны участвовать в этом процессе. Нетрудно показать, что такой набор начальных состояний частиц должен характеризоваться совпадением их групповых скоростей.

В данной работе были выполнены расчёты пороговой энергии оже-рекомбинации для волноводных структур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe закон дисперсии в которых вычислялся в рамках модели Бёрта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8 . Расчёты проводились в аксиально-симметричном приближении. Для вычисления порога оже-рекомбинации решалась задача оптимизации суммарной кинетической энергии носителей в начальном состоянии. Для этого использовалась комбинация методов сопряженных градиентов и симуляции отжига.

Результаты

Для демонстрации предлагается использовать структуру №170130. Она выращена в направлении (013), содержит 10 квантовых ям толщиной 8.7 nm с концентрацией Cd внутри 10%, в барьерах - 65%. При этом температура, при которой гасится СИ составляет 50 K, а пороговая энергия оже-рекомбинации равна 15 meV. Ширина запрещённой зоны при критической температуре составляет 70 meV. Диаграмма, соответствующая дисперсионному соотношению и пороговому процессу, представлена сплошными линиями на Рисунке 1.

Снижение концентрации Cd в яме приводит к уменьшению боковых максимумов дисперсионного соотношения валентной зоны, что, в свою очередь, запрещает частицам в удалении от Γ точки иметь групповую скорость близкую к 0. При этом электроны в силу малой эффективной массы обязаны иметь малую групповую скорость. Имеет место повышение пороговой энергии, что ясно видно на Рисунке 1: соответствующие дисперсионные соот-

ношения и диаграмма порогового оже-процесса для структуры, имеющей такое же значение ϵ_g , отмечены на нём штрихованными линиями.

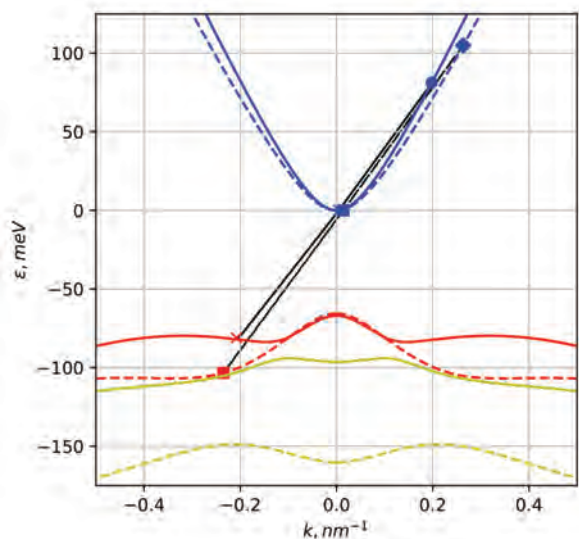


Рис. 1. Дисперсионные соотношения носителей зарядов и диаграммы пороговых оже-процессов структуры №170130

Альтернативной возможностью повысить пороговую энергию оже-процессов является изменение концентрации Cd в барьерах. По Рисунку 3 очевидно, что у зависимости пороговой энергии оже-рекомбинации для случая «чистой» ямы имеется максимум при концентрации в 65%. Таким образом, уже существующие структуры оказываются оптимальными по этому параметру.

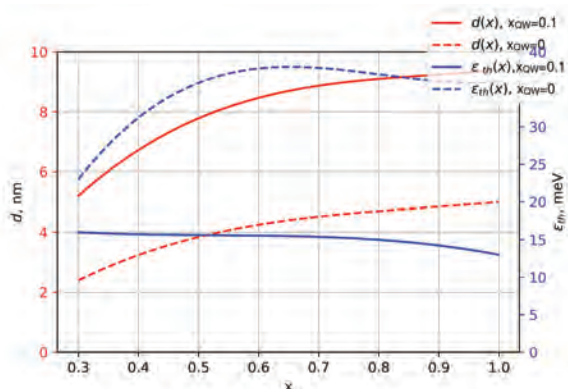


Рис. 2. Зависимость требуемой толщины квантовой ямы и пороговой энергии оже-процессов для случая отсутствия кадмия внутри и концентрации $x_{Cd}=10\%$ от концентрации Cd в барьерах при фиксированном $\epsilon_g=70$ meV и температуре 50 K

Для проверки использовалась структура №190225, имеющая ту же ширину запрещённой зоны при температуре 50 K, содержащую ямы толщиной 6.8 nm и концентрацию Cd внутри 7.8%. Наблюдалось повышение рабочей температуры до 77 K за счёт

повышения пороговой энергии оже-рекомбинации (при $T = 77$ K) до 23.5 meV. Мы связываем это с уменьшением выраженности и большей удалённостью от Γ точки боковых максимумов дисперсионного соотношения валентной зоны, соответствующее дисперсионное соотношение и диаграмма процесса представлены на Рисунке 3.

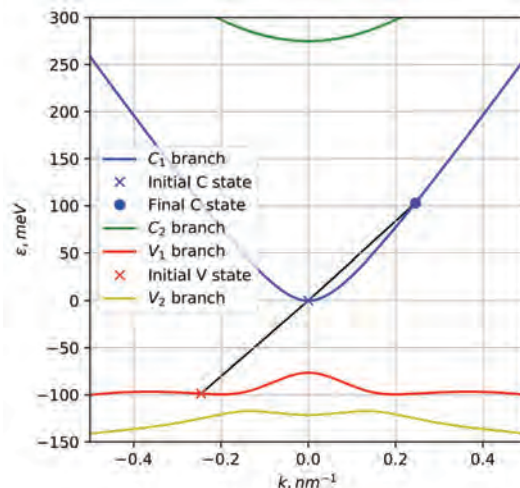


Рис. 3. Дисперсионные соотношения носителей зарядов и диаграммы пороговых оже-процессов структуры №190225

Выводы

Полученные нами значения пороговой энергии оже-процессов показали хорошее согласование с результатами измерений спектров стимулированного излучения в исследуемых структурах при различных температурах. Таким образом, данный метод позволяет, варьируя параметры КЯ, получить структуры с максимальной ϵ_{th} , а значит достичь максимальной температуры, при которой может наблюдаться стимулированное излучение.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации МК-1430.2020.2, а также РФФИ (проект 18-02-00362).

Литература

1. Rumyantsev V. et al. Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures //Physica status solidi (b). – 2019. – Т. 256. – №. 6. – С. 1800546.
2. Chu J., Sher A. Physics and properties of narrow gap semiconductors. – New York : Springer, 2008. – С. 978-0.

Симметрия магнитосопротивления в плоскости слоев халькогенидов висмута

А.Ю. Кунцевич^{1,*}, Ю.Г. Селиванов¹, Е.Г. Чижевский¹, М.И. Банников²

¹ ФИАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² НИУ ВШЭ, ул. Мясницкая 20, Москва, 101000.

*alexkun@lebedev.ru

Халькогениды висмута интересны научному сообществу прежде всего как термоэлектрики (в аморфной или поликристаллической форме) и как топологические изоляторы (то есть материалы с нетривиальными поверхностными состояниями). Однако, уровень собственного легирования у данных узкозонных полупроводников столь велик, что, как правило, роль поверхностных состояний в проводящих свойствах мала. Мы демонстрируем, что магнитосопротивление и объемных кристаллов Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 для магнитного поля лежащего в плоскости слоев, достаточно необычно, может зависеть от температуры и иметь выделенное направление.

Введение

В последние годы много внимания уделяется удивительным, и казалось бы контринтуитивным эффектам нарушения симметрии в транспортных свойствах, например планарному эффекту Холла в топологических изоляторах[2], нелинейному аномальному эффекту Холла в несимметричных материалах[2], нематической сверхпроводимости[3] в допированных топологических изоляторах. В топологических материалах исследователи стараются связать такие эффекты с поверхностными состояниями, обладающими необычными электродинамическими свойствами. В настоящем исследовании мы показываем, что необычные нарушения симметрии проявляются и в легированных топологических изоляторах, для которых вклад поверхностного состояния в проводящие свойства пренебрежимо мал.

Результаты

Мы исследуем анизотропию магнитосопротивления кристаллов легированных слоистых топологических изоляторов Bi_2Se_3 (допированных стронцием и нет) и Bi_2Te_3 в диапазоне температур $2^\circ\text{--}300\text{ K}$ и магнитных полей до 8 Тесла. При этом магнитное поле направлено в базальной плоскости и может вращаться относительно оси (третьего порядка) c образца. Поскольку эти системы имеют центр инверсии и тригональную сингонию, соответственно в них не ожидается возникновения одного или двух выделенных направлений.

Оказывается, для всех образцов магнитосопротивление зависит от магнитного поля примерно как $\sim B^\gamma$ (где $1 < \gamma < 2$) и растет с понижением температу-

ры. Зависимость сопротивления от угла в образцах с n-типом проводимости имеет выделенное направление. Для образцов состава Bi_2Se_3 это выделенное направление задается направлением протекания транспортного тока, как показывают наши эксперименты на Г-образных структурах (См. Рисунок 1).

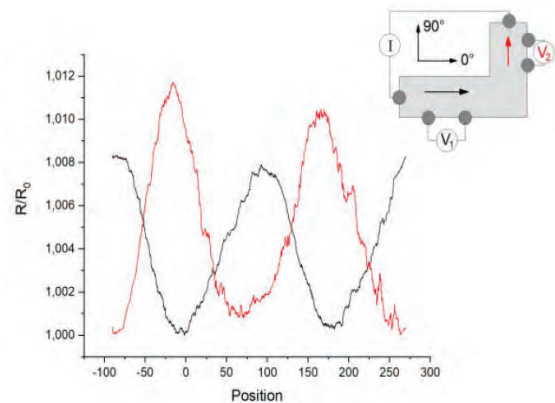


Рис. 1. Примеры зависимостей магнитосопротивления от азимутального угла ориентации поля относительно кристалла при 8 Тесла, температуре 50К для n- Bi_2Se_3 Г-образной формы. Данная картина показывает, что направление на максимальное магнитосопротивление задается направлением протекания тока

Для образцов $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ это направление не зависит от направления транспортного тока и задается, по-видимому, внутренним направлением, образца вдоль которого происходит нарушение симметрии, как показано в нашей недавней работе [4]. Природа поля нарушения симметрии на сегодняшний момент остается невыясненной.

Для систем $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Te}_3$ мы обнаружили возникновение оси 4 порядка в магнитосопротивлении при низких температурах. Этот эффект, по-видимому,

связан со сложной структурой валентной зоны или включениями другой фазы, вызванной добавками Sr.

Поскольку магнитосопротивление исследовалась в плоскости слоев, системы обладают осью вращения третьего порядка, и заполнение зон мало, то наблюдаемые эффекты не сводятся к открытым Ферми-поверхностям и межслоевому транспорту.

Выводы

Таким образом, не рассматривавшиеся ранее с такой стороны объемные кристаллы халькогенидов висмута, как оказалось, представляют собой хорошую платформу для исследования симметрии маг-

нитосопротивления. Работа поддержана грантом РФФИ 17-12-01544.

Литература

1. A.A. Taskin, H.F. Legg, F. Yang, et al.//Nature Communications V. 8, 1340 (2017).
2. Q.Ma , S.Y. Xu, H. Shen, et al.// Nature, V. 565, 337-342 (2018).
3. A. Yonezawa, K. Tajiri, S. Nakata, et al.// Nature Physics V. 13, 123 (2017).
4. A.Yu. Kuntsevich, M. A. Bryzgalov, R. S. Akzyanov, et al.// Physical Review B, V. 100, 224509 (2019).

Гетероструктуры GaInP/GaAs с напряженно-растянутыми квантовыми ямами InGaAsP

М.А. Ладугин^{*1}, А.Ю. Андреев¹, И.В. Яроцкая¹, Ю.Л. Рябоштан¹, А.А. Падалица¹,
А.А. Мармалюк¹, В.А. Воронцов², А.Н. Орлова², Ю.В. Усов², Д.А. Павлов²

1 ООО «Сигм плюс», ул. Введенского, 3, Москва, 117342

2 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*maximladugin@mail.ru

В работе представлены результаты исследований по выращиванию методом МОС-гидридной эпитаксии гетероструктур InGaAsP/(Al)GaInP/GaAs для мощных полупроводниковых лазерных излучателей ближнего ИК-диапазона. Выходная оптическая мощность линеек лазерных диодов длиной 10 мм, изготовленных на основе полученных гетероструктур, при работе в непрерывном режиме на токе накачки 100 А достигла 106 Вт, а значение КПД – 60 %.

Введение

Разработка и изготовление полупроводниковых лазеров, работающих в спектральном диапазоне 750-850 нм, является одной из чрезвычайно сложных конструктивно-технологических задач ввиду необходимости формирования структурно совершенных эпитаксиальных низкоразмерных гетероструктур, обладающих повышенными излучательными и электрофизическими свойствами.

Известно, что традиционно используемые гетероструктуры AlGaAs/GaAs, без применения специальных дорогостоящих технологических мер по изготовлению активных элементов и обработки поверхностей зеркальных граней кристалла, подвержены быстрой деградации лазерных характеристик ввиду наличия вредных примесных атомов на поверхности сколотой грани и в глубине полупроводника, выступающих в качестве центров безызлучательной рекомбинации. Поэтому наиболее целесообразным способом повышения мощности излучателя является использование гетероструктур на основе материалов с потенциально минимальной концентрацией безызлучательных центров и низкой скоростью поверхностной рекомбинации, например, на основе Al-free гетероструктур [1].

Стоит подчеркнуть, что, несмотря на вышеупомянутое преимущество, формирование гетероструктур InGaAsP/(Al)GaInP/GaAs традиционными эпитаксиальными методами осложняется целым рядом трудностей: упорядочением твердых растворов (Al)GaInP, наличием областей несмешиваемости для четверного соединения InGaAsP, различием в резкости гетерограниц (Al)GaInP/InGaAsP и InGaAsP/(Al)GaInP, упругими напряжениями в

квантовых ямах и т.д. В связи с этим обсуждены и предложены способы устранения эффектов упорядочения и спиноподального распада, а также методики управления формой напряженно-растянутой квантовой ямы. Проведенный цикл исследований был направлен на получение высококачественных гетероструктур InGaAsP/(Al)GaInP/GaAs для мощных, эффективных и надежных лазерных линеек ближнего ИК-диапазона.

Описание эксперимента

Полупроводниковые гетероструктуры выращивались в условиях МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs (100), разориентированных в направлении (111) на 0-15 град., с целью подавления эффектов упорядочения. В качестве источников использовались высокочистые арсин, фосфин и металлоорганические соединения индия, галлия, алюминия. Температура роста изменялась от 650 до 750°C, а давление в реакторе поддерживалось на уровне 40-60 мбар. Проведены исследования экспериментальных образцов методами рентгеновской дифрактометрии, фольт-фарадных измерений, фото- и электролюминесценции, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии.

Обсуждение результатов

Для твердого раствора AlGaInP характерен эффект упорядочения кристаллической решетки, приводящий к уменьшению ширины запрещенной зоны материала и снижению энергетических барьеров в зоне проводимости и в валентной зоне на границах квантовой ямы, волноводных и эмиттерных слоев лазерной гетероструктуры (рис. 1).

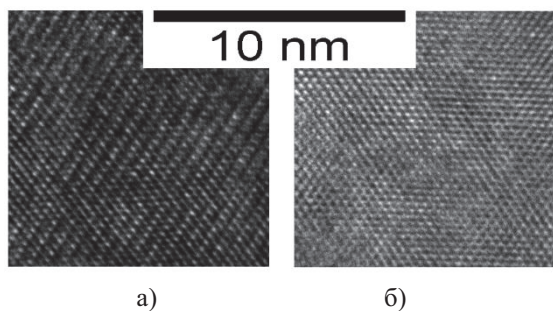


Рис. 1. Фотографии сколов образцов GaInP, выращенных на подложке GaAs, сделанная с помощью просвечивающего электронного микроскопа: а – с упорядоченной кристаллической решеткой, б – с разупорядоченной кристаллической решеткой

Упорядочение подавляется при увеличении соотношения источников элементов V/III групп в газовой фазе до значений свыше 200 и при увеличении или уменьшении ростовой температуры в определенном для каждого типа эпитаксиального реактора диапазоне, а также выбором правильной кристаллографической ориентации материала подложки.

Спинодальный распад в системе InGaAsP для типичного диапазона ростовых температур МОС-гидридной эпитаксии 650-750°C наблюдается для целого ряда твердых растворов InGaAsP, согласованных по параметру кристаллической решетки с подложкой арсенида (рис. 2). При использовании твердых растворов такого состава для активной области полупроводниковых лазеров во избежание быстрой деградации последних эпитаксиальные слои выращивают напряженными, степень рассогласования подбирают с учетом критической толщины, при которой начинается генерация дислокаций несоответствия.

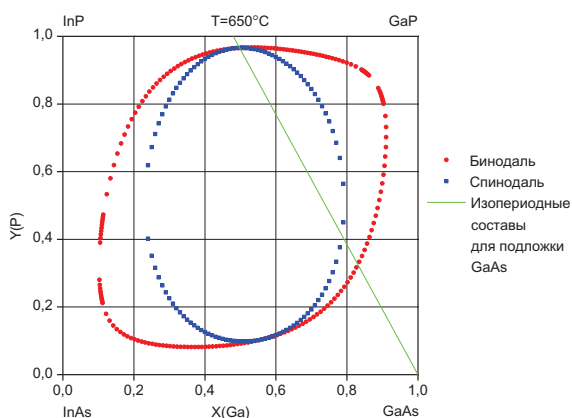


Рис. 2. Расчетная область несмешиваемости в системе твердых растворов GaInAsP при температуре 650°C

Рост гетероструктур (Al)GaInP/GaInP/GaInAsP/GaAs осложняют и переходные процессы, происходящие при смене источников элементов V группы, связанные с различием скоростей испарения мышьяка и фосфора с поверхности роста.

Для получения резких гетеропереходов необходимо обеспечить быстрое переключение источников мышьяка и фосфора с минимальными задержками при минимально возможном давлении в реакторе, а также минимальные броски давления между реакторной и байпасной линиями эпитаксиальной установки.

За счет применения особой схемы коммутации источников элементов пятой группы было достигнуто заметное сужение спектральной линии и увеличение интенсивности фотолюминесценции (рис. 3).

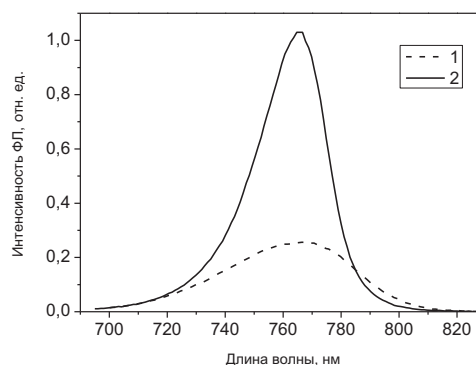


Рис. 3. Изменение ширины и интенсивности спектра фотолюминесценции при оптимизации переключения источников мышьяка и фосфора: 1 – простое переключение, 2 – переключение с компенсацией броска давления в реакторе

Для подтверждения правильности выбранных режимов роста из разработанных гетероструктур были изготовлены линейки лазерных диодов длиной 10 мм с напыленными отражающими и просветляющими покрытиями и установлены на медный теплоотвод. Выходная оптическая мощность на токе накачки 100 А составляла 106 Вт, а значение КПД достигало 60%. Изготовленные лазерные излучатели демонстрировали надежную работу в течение длительного времени.

Литература

1. Н.С. Дегтярева, С.А. Кондаков, Г.Т. Микаелян и др. // Квантовая электроника, Т. 43, 509 (2013)

Наблюдение фазового перехода в частично поляризованной по спину двумерной электронной системе

А.В. Ларионов*¹, **Э. Степанец-Хуссейн**^{1,2}, **Л.В. Кулик**^{1,2}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 141700.

*lariонов@issp.ac.ru

С помощью методики время-разрешенного керровского вращения исследована спин-деполяризованная электронная система на факторе заполнения $\nu = 1$ в GaAs квантовой яме. При температурах выше 5K обнаружен переход из нового спин-коррелированного состояния в состояние с низкой спиновой жесткостью, характерной для одночастичной электронной системы.

Введение

В последнее время большое внимание научной общественности уделяется областям технологических приложений, использующих манипулирование спиновой степенью свободы. В случае двумерных электронных систем (2ДЭС) в магнитном поле, квантово-холловский ферромагнетик до сих пор являлся наиболее изученным спиновым объектом. Открытым вопросом на настоящий момент является описание основного состоянием холловского ферромагнетика при конечных температурах, когда происходит сильная спиновая деполяризация.

Образцы и экспериментальная методика

Исследовались высококачественные GaAs/AlGaAs гетероструктуры с одиночной квантовой ямой шириной 18 нм, содержащей высокоподвижный 2D электронный газ (транспортная подвижность $\mu_e \sim 5 \times 10^6 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$) с темновой концентрацией электронов $n_s \sim 0.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Спиновая динамика двумерного электронного газа изучалась с помощью метода время-разрешенного спинового эффекта вращения Керра (см. рис.1). Проведение температурных измерений в магнитном поле осуществлялось в криостате со сверхпроводящим соленоидом (критическое поле 10.2Тл), содержащим вставку для конденсации изотопа гелия ^3He . Конструкция вставки позволяла плавно менять температуру в диапазоне от 0.6К до 15К. Непосредственный держатель образца содержал оптическое окно, через которое заводилось лазерное фотовозбуждение внутрь криостата и собирался полезный сигнал. Исследуемый образец монтировался в держателе

таким образом, что наклон плоскости квантовой ямы к направлению вектора магнитной индукции составлял 45 градусов (см. рис.1).

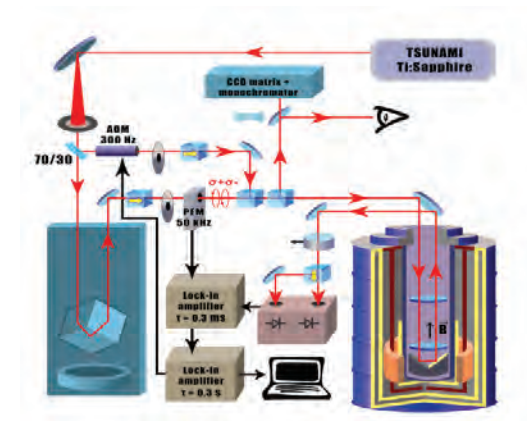


Рис. 1. Схема экспериментальной установки время-разрешенного магнито-оптического вращения Керра

Экспериментальные результаты и обсуждение

Для исследования изменения спиновой жесткости 2ДЭС в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ нами были измерены сигналы время-разрешенного керровского вращения при различных факторах заполнения и температурах электронной системы $T=0.6, 4.2$ и 10K (рис.2). Время затухания спиновой прецессии не отличается при $T=0.6$ и 4.2K , что подразумевает практически одинаковую спиновую жесткость 2ДЭС. Зависимости времен затухания от фактора заполнения также совпадают в этих двух случаях, за исключением дополнительного максимума на низкотемпературной зависимости, связанной с возбуждениями спин-текстурной жидкости. Для сравнения показана зависимость времени затуха-

ния, измеренная при 10К, которая представляет собой слабую монотонную зависимость от фактора заполнения, достигающую максимума на факторе заполнения $\nu = 1$, и константу, не зависящую от фактора заполнения при $\nu > 1$.

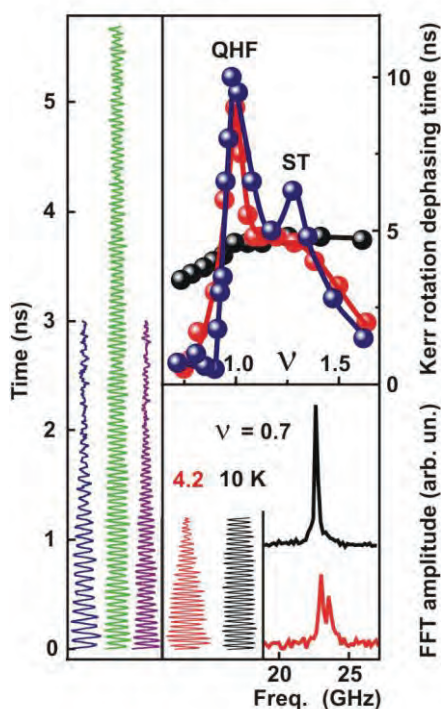


Рис. 2. Слева показана временная динамика керровского сигнала при $T=0.6\text{K}$ в зависимости от фактора заполнения. Вверху представлено время спиновой дефазировки как функция фактора заполнения при $T=0.6, 4.2$ и 10K (синие, красный и черные точки, соответственно). Внизу изображена динамика керровского сигнала, а также его Фурье преобразование при $T=4.2$ и 10K , измеренные в состоянии с малой спиновой жесткостью при $\nu = 0.7$

Рост времени затухания при повышении температуры в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ связан с уменьшением флуктуаций g -фактора электронов. При низкой температуре добавляется вклад пространственных флуктуаций эффективного магнитного поля, действующего на электроны, от неравновесной поляризации ядерных спинов. Эти флуктуации не только существенно укорачивают время затухания сигнала керровского вращения, но и приводят к появлению дополнительных пиков в Фурье образе сигнала керровского вращения, соответствующие дополнительному эффективному магнитному полю на уровне 0.1T . Таким образом, пространственные флуктуации g -фактора и эффективного магнитного поля, действующего на элек-

троны со стороны ядерных спинов через контактное взаимодействие, усиливаются при понижении температуры, что приводит к более быстрому затуханию спиновой прецессии 2ДЭС.

Установлено, что спиновая жесткость на факторе заполнения $\nu = 1$ выживает при столь высоких температурах (до 5K), при которых 2ДЭС практически полностью деполяризована (порядка 20%). Это означает, что холловский ферромагнетик в процессе нагрева перед тем, как превратится в парамагнетик, переходит через дополнительное промежуточное фазовое состояние, характеризующееся высокой спиновой жесткостью и большой корреляционной длиной спин-спиновых корреляций, сравнимых с аналогичными в холловском ферромагнитном состоянии, но малой средней по образцу спиновой поляризацией.

Сравнение спиновой жесткости в спин-текстурной жидкости и в новой фазе подразумевает, что новая фаза не может быть спин-текстурной жидкостью (СТЖ). Указанным свойствам, удовлетворяет система спинов, состоящая из текстур с большой корреляционной длиной (слабым изменением направления спина между соседними спинами). Такие текстуры не несут топологического заряда и число перевернутых спинов в них не квантовано, как в СТЖ (может оказаться существенно меньше единицы). Однако они обладают высокой спиновой жесткостью даже при значительной, как в GaAs, зеэмановской энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ №18-12-00246.

Литература

1. L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, V.E. Bisti, and I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B* 87, 045316 (2013).
2. D. Fukuoka, T. Yamazaki, N. Tanaka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, N. Kumada, and H. Yamaguchi // *Phys. Rev. B* 78, 041304(R) (2008).
3. D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, and N. Kumada // *Phys. Rev. Lett.* 105, 126802 (2010)
4. A. V. Larionov, L. V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B* 92, 165417 (2015).
5. S.B Dickmann // *J. Phys.: Condens. Matter* 32, 015603 (2020).

Особенности когерентной спиновой динамики двумерного электронного газа в режиме Холловского ферромагнетика

А.В. Ларионов*¹, **Э. Степанец-Хуссейн**^{1,2}, **Л.В. Кулик**^{1,2}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 141700

*lariонов@issp.ac.ru

Исследована структура сигнала время-разрешенного керровского вращения от двумерной электронной системы в GaAs квантовой яме, помещенной в квантующее магнитное поле. Выделен нелинейный вклад в затухание ларморовских осцилляций, возникающий при низких температурах, когда спин-спиновые корреляции определяют основное состояние двумерной электронной системы. Произведены оценки параметров флуктуирующего магнитного поля, действующего на отдельные электронные спины.

Введение

Исследования спиновой степени свободы в двумерных электронных системах (2ДЭС) приобретают особую значимость в связи с недавними работами по обнаружению дробных спиновых состояний, не являющимися Лафлиновскими жидкостями, и введения понятия «локальной несжимаемости» электронной системы вследствие формирования спиновых текстур в основном состоянии [1]. При этом сами спиновые текстуры в локально несжимаемых состояниях имеют мало общего с широко обсуждаемыми в научной литературе скирмионами [2]. Таким образом, уже спиновых корреляций в частично поляризованной по спину 2ДЭС может оказаться достаточно для формирования новых коллективных состояний и квантования холловской проводимости.

Образцы и экспериментальная методика

Исследовались высококачественные GaAs/AlGaAs гетероструктуры с одиночной квантовой ямой шириной 18 нм, содержащей высокоподвижный 2D электронный газ (транспортная подвижность $\mu_e \sim 5 \times 10^6 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$) с темновой концентрацией электронов $n_s \sim 0.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Спиновая динамика двумерного электронного газа изучалась с помощью метода время-разрешенного спинового эффекта вращения Керра (см. рис.1). Проведение температурных измерений в магнитном поле осуществлялось в криостате со сверхпроводящим соленоидом (критическое поле 10.2Тл), содержащим вставку для конденсации изотопа гелия ^3He . Конструкция

вставки позволяла плавно менять температуру в диапазоне от 0.6К до 15К. Непосредственный держатель образца содержал оптическое окно, через которое заводилось лазерное фотозвуждение внутрь криостата и собирался полезный сигнал. Исследуемый образец монтировался в держателе таким образом, что наклон плоскости квантовой ямы к направлению вектора магнитной индукции составлял 45 градусов (см. рис.1).

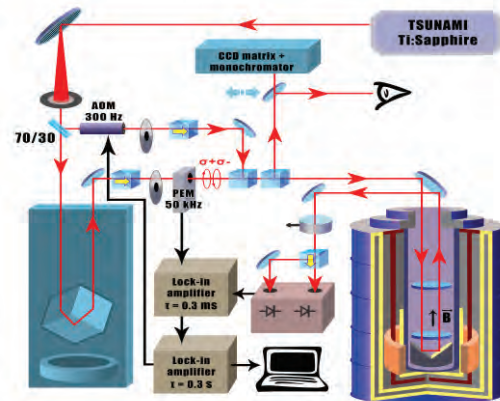


Рис. 1. Схема экспериментальной установки время-разрешенного магнито-оптического вращения Керра

Экспериментальные результаты и обсуждение

Спиновая динамика электронов вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ имеет сложный характер и не описывается простой экспоненциальной зависимостью. Время затухания когерентной спиновой прецессии 2ДЭС определяется пространственными флуктуациями эффективного g-фактора электронов и пространственными флуктуациями спина ядерной подсистемы полупроводника, в котором сфор-

мирована 2ДЭС (при гелиевых температурах вклад от ядерных спинов во флуктуирующее магнитное поле, испытываемое электронными спинами, становится доминирующим). Два эти вклада можно объединить в один, считая, что на электронные спины действует эффективное флуктуирующее магнитное поле, определяемое локальным эффективным g -фактором отдельного электрона и контактным взаимодействием этого электрона с локальным полем ядерной подсистемы.

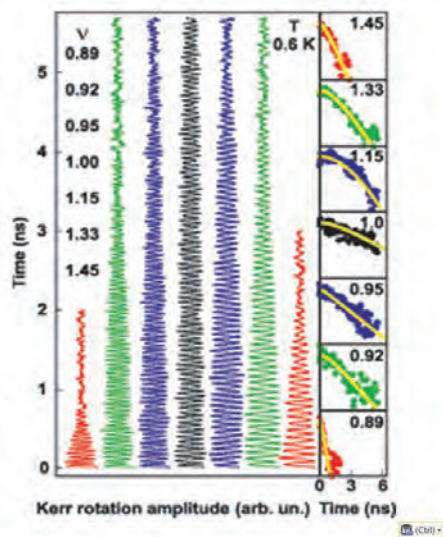


Рис. 2. Слева показаны зависимости сигнала время-разрешённого керровского вращения от временного интервала между накачивающим и зондирующим пучками лазерного излучения, измеренные при различных факторах заполнения 2ДЭС. Справа изображена амплитуда максимумов ларморовских осцилляций сигнала время-разрешённого керровского вращения в зависимости от временного интервала между накачивающим и зондирующим пучками лазерного излучения. Сплошными линиями показаны аппроксимации, полученные с помощью формул из работы [5]

В пренебрежении обменным взаимодействием между электронами коллективная прецессия 2ДЭС распадается на локальные прецессии отдельных спинов с индивидуальной частотой Лармора, определяемой локальным значением флуктуирующего магнитного поля. В свою очередь спиновая жёсткость, связанная с многочастичным обменным взаимодействием, заставляет отдельные спины быть

сонаправленными, препятствуя дефазировке и, соответственно, затуханию коллективной прецессии 2ДЭС с общей для всех электронов ларморовской частотой. Таким образом, затухание амплитуды ларморовских осцилляций в сигнале керровского вращения от времени определяется статистикой флуктуаций эффективного магнитного поля, действующего на электронные спины.

Был проведен анализ полученных экспериментальных данных (рис.2) с использованием теоретической модели, развитой в работе [5]. Также была сделана попытка распространить результаты этой теоретической работы на область факторов заполнения, формально теорией не описываемую, и получить оценки на амплитуду флуктуаций магнитного поля, действующего на отдельные спины, а также на корреляционную длину этих флуктуаций. Экспериментальные оценки находятся в разумном согласии с ожидаемыми значениями. Экспериментальные результаты дают основание полагать, что методика время-разрешённого керровского вращения для коллективных спиновых состояний 2ДЭС может оказаться столь же информативной, что и магнитотранспортные методики для исследования коллективных зарядовых состояний 2ДЭС.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-02-01082.

Литература

1. L. V. Kulik, V. A. Kuznetsov, A. S. Zhuravlev, V. Umansky, I. V. Kukushkin, arXiv:1909.06191.
2. S. L. Sondhi, A. Karlhede, S. A. Kivelson, and E. H. Rezayi, *Physical Review B* 47, 16419 (1993).
3. D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, and N. Kumada // *Phys. Rev. Lett.* 105,126802 (2010)
4. A. V. Larionov, L. V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B* 92 , 165417 (2015).
5. S.B Dickmann // *J. Phys.: Condens. Matter* 32, 015603 (2020).

Спектры, кинетика рекомбинации носителей и усиление в гетероструктурах с активными слоями InN, выращенными методом МПЭ ПА

Д.Н. Лобанов*, Б.А. Андреев, К.Е. Кудрявцев, Л.В. Красильникова,
П.А. Юнин, П.А. Бушуйкин, Е.В. Скороходов, М.А. Калинин, А.Н. Яблонский,
А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*dima@ipmras.ru

В работе приведены результаты исследований спектрокинетических характеристик межзонной ФЛ в эпитаксиальных слоях InN в зависимости от длины волны, мощности оптического возбуждения и температуры. Обсуждается влияние условий роста структур на процессы излучательной и безызлучательной рекомбинации, в частности на величину порога перехода к стимулированному излучению в полученных структурах. Рассмотрены результаты измерения усиления в волноводных структурах с активным слоем InN и исследования спектров электролюминесценции диодных меза-структур на основе гетероперехода n^+ -InN/p-GaN.

Интерес к исследованиям структур с нитридом индия определяется важными для развития электроники, фотовольтаики и оптоэлектроники свойствами этого материала в ближнем ИК диапазоне: шириной прямой запрещенной зоны ~ 0.7 эВ, высокой эффективностью излучательной релаксации, малой эффективной массой и высокой подвижностью электронов. Недавно авторами настоящей работы было впервые получено стимулированное излучение в планарных структурах с InN слоями, выращенными методом МПЭ ПА [1], что делает InN перспективным материалом для создания лазеров ближнего ИК диапазона.

В работе представлены результаты исследования спектрокинетических характеристик межзонной ФЛ и измерения усиления в эпитаксиальных слоях InN, полученных при различных условиях роста и характеризующихся существенно различным концентрацией равновесных носителей заряда (электронов).

Эксперимент

Эпитаксиальные слои InN толщиной 0.5–12 мкм были выращены методом МПЭ с плазменной активацией азота на подложках $Al_2O_3(0001)$ с буферными слоями AlN и GaN. Равновесная концентрация электронов (N_0) в слоях InN варьировалась от $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а плотность дислокаций составляла $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Спектрокинетические зависимости ФЛ эпитаксиальных слоев InN исследовались при возбуждении Ti:Sa фс-лазером Tsunami

(длина волны 0.75 мкм, длительность импульса ~ 150 фс, частота следования импульсов 80 МГц). Средняя мощность излучения накачки составляла от 3 до 130 мВт. Регистрация ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, сверхпроводящего однофотонного фотоприемника на основе NbN и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов PicoQuant TimeHarp 260. Временное разрешение системы регистрации ФЛ составляло ~ 100 пс. Измерения осуществлялись при температуре 300 К.

Результаты и обсуждение

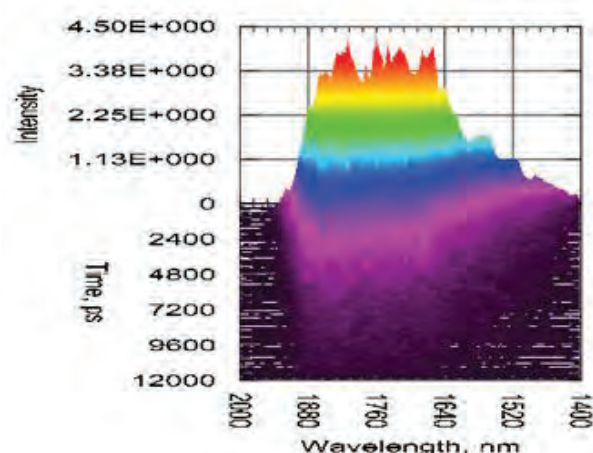


Рис. 1. Спектрокинетические зависимости для структуры с InN слоем, в котором $N_0 \sim 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Спектрокинетические измерения (см. рис. 1) показывают уменьшение времени спада ФЛ с ростом

энергии излучаемого фотона, что свидетельствует о процессе локализации носителей, характерном для сложных полупроводников. Для всех исследованных образцов спад ФЛ на длине волны, соответствующей красной границе межзонных переходов, происходит со временем заметно меньшим, чем время излучательной рекомбинации ($\tau_R=1/B \cdot N_c$; $B_{300K} \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [2]). Уменьшение времени спада ФЛ от $\sim 1 \text{ нс}$ до $\sim 100 \text{ пс}$ (разрешение измерительной системы) с ростом N_c от $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до 10^{19} см^{-3} и одноэкспоненциальная кинетика ФЛ при низких уровнях возбуждения указывают на рекомбинацию Шокли-Рида-Холла как на один из основных безызлучательных процессов.

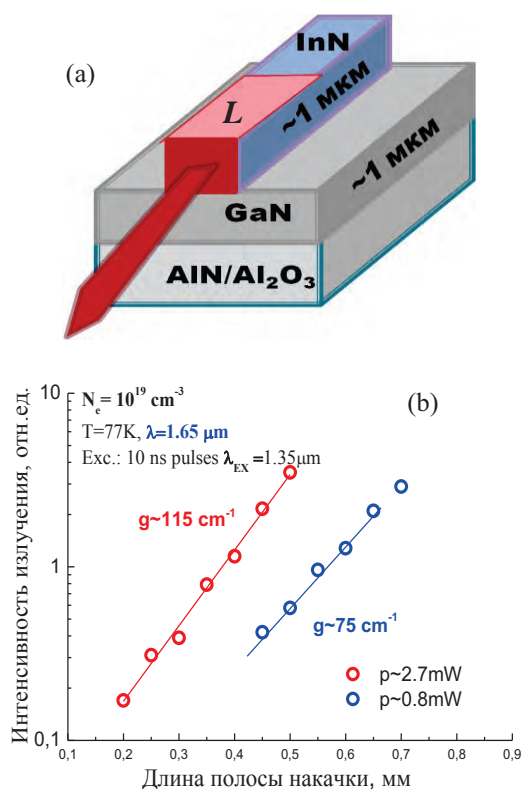


Рис. 2. а) схема измерения коэффициента усиления с переменной длиной полосы возбуждения L , б) зависимость интенсивности стимулированного излучения от длины засвечиваемой области волновода

Получение стимулированного излучения позволило провести измерения коэффициента оптического усиления на межзонных переходах в слоях InN. Были сформированы полосковые волноводы шириной 10 мкм и длиной $2 \div 10 \text{ мм}$. Измерения величины оптического усиления проводились по стандартной методике с переменной длиной полосы возбуждения - VSL (variable stripe length) (рис. 2а). Проведенные эксперименты показали, что в слоях с фоновой концентрацией носителей заряда на уровне $3\text{-}8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ коэф-

фициент усиления в максимуме линии стимулированной эмиссии ($\sim 1.65 \text{ мкм}$) достигает по крайней мере значения $\sim 115 \text{ см}^{-1}$ при температуре $T=77\text{K}$ (рис. 2б). В более чистых образцах, с $N_c < 10^{18} \text{ см}^{-3}$, применяемая методика VSL в значительной степени ограничивалась эффектом "насыщения усиления"; полученные данные позволяют лишь утверждать, что коэффициент усиления превышает 200 см^{-1} при той же температуре $T=77\text{K}$.

Для исследования возможности электрической накачки структур с InN были выращены диодные гетероструктуры типа n+-InN/p-GaN и сформированы меза-диоды. Электрические контакты наносились методом термического испарения: к слою n+-InN осаждался слой Au; к слою p-GaN - Ni/Au. Полученные диодные структуры n-InN/p-GaN демонстрировали интенсивный сигнал электролюминесценции при комнатной температуре с максимумом на длине волны 1.55 мкм (рис. 3).

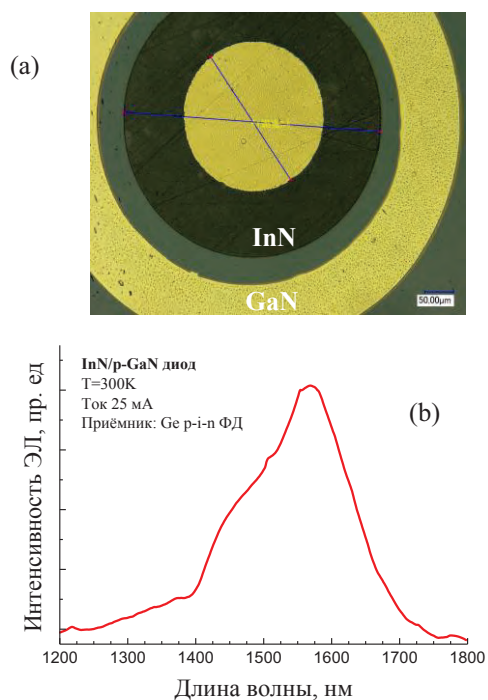


Рис. 3. а) Снимок оптического микроскопа диодной меза-структуры, б) спектр электролюминесценции диодной гетероструктуры n-InN/p-GaN, показанной на рис 3а

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00711) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. В.А. Andreev, *et al.* // Scientific Reports (2018) 8:9454 DOI:10.1038/s41598-018-27911-2.
2. А. Mohanta, *et al.* // JAP **110**, 023703 (2011)

Дробный орбитальный угловой момент в серповидном конденсате экситонных поляритонов

В.А. Лукошкин^{1,2}, В.К. Калевич^{1,2*}, Е.С. Седов^{3,4,5}, Z. Hatzopoulos⁶, P.G. Savvidis^{3,4}, А.В. Кавокин^{3,4,2}

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

2 Лаборатория оптики спина, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Санкт-Петербург, 198504, Россия

3 School of Science, Westlake University, 18 Shilongshan Road, Hangzhou 310024, Zhejiang Province, China

4 Institute of Natural Sciences, Westlake Institute for Advanced Study, 18 Shilongshan Road, Hangzhou 310024, Zhejiang Province, China

5 Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых, ул. Горького, д. 87, Владимир, 600000, Россия

6 FORTH, Institute of Electronic Structure and Laser, Heraklion 71110, Crete, Greece

*kalevich@solid.ioffe.ru

Мы возбуждаем экситон-поляритонный конденсат в форме полумесяца при нерезонансной оптической накачке в цилиндрическом микропилларе, вытравленном из планарного GaAs/AlGaAs микрорезонатора. В результате нарушения аксиальной симметрии при смещении пятна накачки относительно центра пиллара возникают циркулярные поляритонные токи, характеризующиеся скачком фазы конденсата на π .

Поиск состояний бозе-конденсатов экситонных поляритонов с дробным орбитальным угловым моментом (ОУМ) привлекает в последнее время повышенный интерес в связи с предложением использовать такие состояния для формирования кубита [1, 2].

В данной работе мы сообщаем о первом наблюдении ОУМ, равного $1/2$, в конденсате экситонных поляритонов. Конденсат получен в цилиндрическом микропилларе, диаметром 25 мкм, вытравленном из полупроводникового планарного $5\lambda/2$ микрорезонатора GaAs/AlGaAs, при нерезонансной накачке линейно поляризованным светом. Облако фотовозбужденных экситонов под пятном накачки, размер которого не превышает 2 мкм, создает отталкивающий потенциал для поляритонов, в результате чего поляритонный конденсат имеет фор-

му кольца при возбуждении в центр пиллара [3]. Сдвиг пятна накачки от центра пиллара на субмикронное расстояние нарушает аксиальную симметрию и приводит к формированию экситон-поляритонного конденсата в форме полумесяца (Рис. 1а), описываемого волновой функцией вида $\Psi(r,\theta) = n^{1/2}(r,\theta) \cdot \exp[i\phi(\theta)]$, где ϕ – фаза, θ – азимутальный угол, $n(r,\theta)$ – концентрация поляритонов, r – радиус, направленный из центра пиллара.

Распределение фазы такого конденсата находилось из интерферограммы (Рис. 1б), полученной в результате интерференции излучения конденсата со сферической опорной волной, сформированной из небольшой части периферического излучения конденсата. Интерферограмма, измеренная с помощью интерферометра Маха-Цендера (детали метода

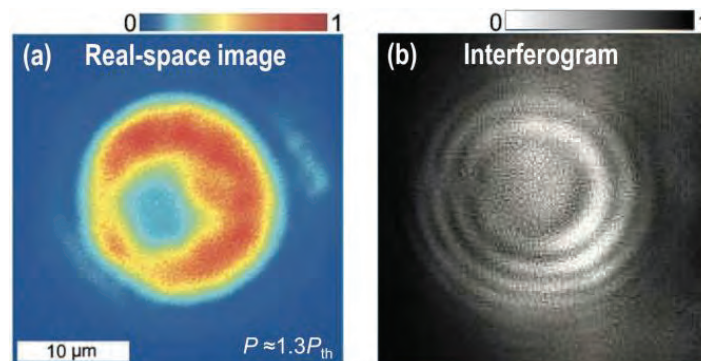


Рис. 1. (а) Распределение плотности конденсата и (б) интерферограмма его излучения со сферической опорной волной

измерения приведены в [4]), представляет собой спираль, которая имеет разрывы в узком интервале азимутальных углов в области минимальной плотности конденсата. Скачок фазы конденсата в этих разрывах в тангенциальном направлении составляет π . Цифровая обработка изображений на панелях (а) и (б) позволила восстановить двумерную волновую функцию конденсата, что, в свою очередь, дало возможность получить азимутальное распределение фазы конденсата. Полученное изменение фазы конденсата вдоль замкнутой кольцевой траектории свидетельствует о наличии поляритонного тока. Этот ток характеризуется ненулевым средним ОУМ, приходящимся на один поляритон, который мы оцениваем равным $\approx 1/2$.

Литература

1. Yu. G. Rubo. Half vortices in exciton polariton condensates. *Physical Review Letters* **99**, 106401 (2007).
2. Y. Xue, I. Chestnov, E. Sedov, S. Schumacher, X. Ma, and A. Kavokin. Split-ring polariton condensate as a macroscopic two-level quantum system. arXiv:1907.00383, 21 Jul 2019.
3. V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, V. A. Lukoshkin, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, K. V. Kavokin, S. I. Tsintzos, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, A. V. Kavokin. Controllable structuring of exciton-polariton condensates in cylindrical pillar microcavities. *Physical Review B* **91**, 045305 (2015).
4. V. A. Lukoshkin, V. K. Kalevich, M. M. Afanasiev, K. V. Kavokin, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, E. S. Sedov, A. V. Kavokin. Persistent circular currents of exciton-polaritons in cylindrical pillar microcavities, *Physical Review B* **97**, 195149 (2018).

Стимулированное излучение циркулярно-поляризованного света в хиральном полупроводниковом микрорезонаторе с электрической накачкой

А.А. Максимов^{1,*}, Е.В. Филатов¹, И.И. Тартаковский¹, В.Д. Кулаковский¹, С.Г. Тиходеев^{2,3}

¹ Институт физики твердого тела РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипяна, 2.

² МГУ им. М.В.Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, г. Москва, 119991.

³ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, г. Москва, 119991.

*maksimov@issp.ac.ru

Обсуждаются основные характеристики и возможности управления ими экспериментально реализованного стимулированного лазерного излучения с высокой степенью циркулярной поляризации в полупроводниковых наноструктурах. Такое излучение исследовалось в полупроводниковых гетероструктурах на основе планарных микрорезонаторов с квантовыми ямами внутри и с периодической квадратной решеткой фотонного кристалла хиральной симметрии на верхнем Брэгговском зеркале при его частичном травлении. Возбуждение стимулированного излучения осуществлялось с помощью постоянной или импульсной электрической накачки.

Введение

Современные полупроводниковые нанотехнологии позволяют создавать разнообразные фотонные структуры, фотонные кристаллы и метаматериалы с необычными оптическими свойствами. Известно, например, что искусственно созданные хиральные фотонные структуры могут демонстрировать гигантскую оптическую активность, которая на несколько порядков сильнее, чем у природных материалов. Недавно было продемонстрировано, что включение хиральной фотонной структуры в плоский GaAs волновод или полупроводниковый микрорезонатор со встроенным слоем ахиральных квантовых точек InAs позволяет получать люминесценцию этих точек с очень высокой степенью циркулярной поляризации света без приложения внешнего магнитного поля и без использования сравнительно толстых четвертьволновых пластин [1,2]. Эффект обусловлен изменением симметрии и плотности электромагнитных мод, допустимых для окружающей среды, по сравнению с таковыми в свободном пространстве, вследствие хиральной наноструктуры образца в целом, которая, в свою очередь, влияет на скорость спонтанного излучения, его диаграмму направленности и поляризацию.

Известно, что выше некоторой критической плотности частиц в системе экситонных поляритонов в микрорезонаторе может наблюдаться явление динамической конденсации. Распад экситонных поля-

ритонов в таком конденсате происходит за счет ухода фотонов из микрорезонатора в виде монохроматического когерентного света.

С практической точки зрения важным достижением была демонстрация реализации поляритонных диодов с электрической накачкой, а затем достижения технологии в создании высококачественных полупроводниковых микрорезонаторов с высоким коэффициентом добротности и с допированными Брэгговскими зеркалами позволило впервые продемонстрировать работу поляритонного лазера с электрической накачкой [3]. Следующим естественным шагом представляются попытки реализовать инжекционные полупроводниковые лазеры с циркулярно поляризованным излучением, чему и посвящена настоящая работа.

Методика эксперимента

Исследовались лазерные структуры на основе ~ 228 нм λ -микрорезонатора $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$, в центре которого в пучности электрического поля расположены четыре GaAs квантовые ямы шириной 7 нм, разделенные 4 нм $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$ барьерами. Нижнее брэгговское зеркало микрорезонатора состоит из 27 n -допированных кремнием пар слоев $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$, концентрация Si в которых постепенно изменялась в пределах от $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Верхнее зеркало состоит из 23.5 $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ пар слоев, p -допированных уг-

леродом, с постепенно изменяющейся концентрацией в тех же пределах $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} - 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

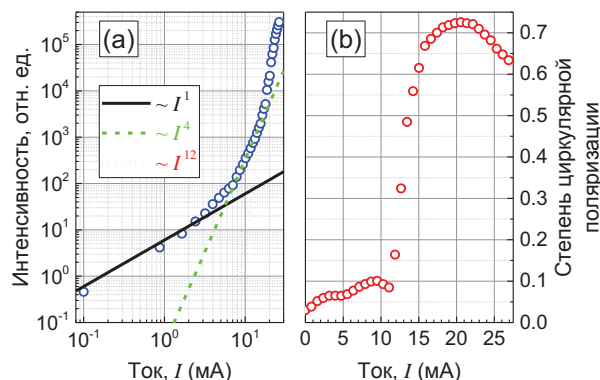


Рис. 1. Зависимости интенсивности (а) и степени циркулярной поляризации (б) излучения от величины импульсного тока накачки I

Отдельная лазерная структура представляла собой параллелепипед с линейными размерами основания $60 \times 60 \text{ мкм}^2$. На верхнем зеркале такого лазера внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером $36 \times 36 \text{ мкм}^2$, который был образован за счет вытравливания микростолбиков на глубину пяти полных верхних слоев AlAs и 4.5 слоев $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$. Элементарная ячейка фотонного кристалла состояла из микростолбиков с основаниями в виде 4-х вытянутых прямоугольников с соотношением сторон 1:2 и повернутых на 90° влево или вправо относительно друг друга. Линейный размер длинной стороны прямоугольника изменялся в диапазоне 256 – 280 нм, а период фотонного кристалла составлял 880 нм.

Для возбуждения генерации к каждому отдельному лазеру прикладывалось импульсное напряжение величиной до $\sim 75 \text{ В}$ длительностью $\sim 1 \text{ мкс}$ и частота следования 10 – 100 кГц. При увеличении импульсного тока, текущего через образец, линейная зависимость интенсивности излучения сменялась резким сверхлинейным ростом с двумя различающимися порогами (рис. 1а). При этом степень циркулярной поляризации излучения достаточно резко увеличивалась от относительно небольших ее значений $\leq 10\%$ в спонтанном режиме до величин $\sim 50 - 70\%$ в режиме развитой лазерной генерации (рис. 1б) при больших текущих через образец токах. Развитая генерация происходила в многомодовом режиме с характерными спектральными шири-

нами отдельных полос излучения менее, чем $\sim 40 \text{ мэВ}$, а степень циркулярной поляризации их излучения могла достигать величин $\sim 90\%$ для некоторых мод. Знак циркулярной поляризации излучения определялся главным образом знаком хиральности фотонного кристалла, вытравленного на верхнем зеркале лазерной структуры, т. е. тем, в какую сторону повернуты основания микростолбиков, составляющих элементарную ячейку кристалла, относительно друг друга. Это продемонстрировано на рис. 2, где показано излучение двух различных лазеров в режиме развитой генерации с близкими спектральными характеристиками, но различными знаками хиральности фотонных кристаллов на их верхних зеркалах.

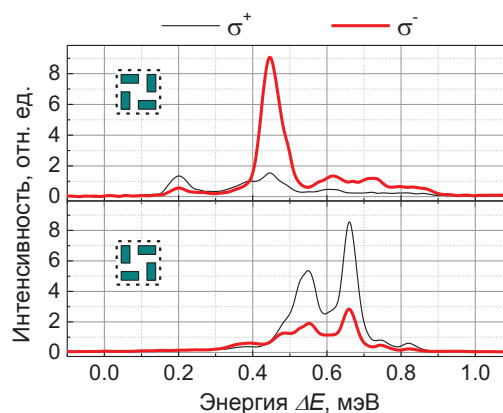


Рис. 2. Спектры излучения лазеров с различным знаком степени циркулярной поляризации наиболее сильных мод излучения, определяемом знаком хиральности фотонных кристаллов на их верхних Брэгговских зеркалах (вставки на рисунках). Энергия излучения ΔE отложена от положения $E_0 = 1.565 \text{ эВ}$

Характерная ширина углового пространственного распределения различных мод лазерного излучения составляет величину $\sim 2 - 3$ градусов.

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 20-02-00534 и № 19-02-00697.

Литература

1. A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov *et al.* // *Physical Review B* **89**, 045316 (2014).
2. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov *et al.* // *Physical Review B*, **92**, 205309 (2015).
3. C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim *et al.* // *Nature*, V. 497, No. 7449, 348-352 (2013).

Переключение частоты излучения терагерцового квантового каскадного лазера при изменении полярности смещения

К.В. Маремьянин^{1,2*}, С.В. Морозов^{1,2}, Г.Э. Цырлин^{3,4,5}, Р.Р. Резник^{3,4},
Н.В. Щаврук⁶, Р.А. Хабибуллин⁶, В.И. Гавриленко^{1,2}, А.Е. Жуков³

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680, Россия.

2 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, корп. 2, 603950, Нижний Новгород, Россия.

3 Санкт-Петербургский Академический университет им Ж.И.Алферова РАН, ул.Хлопина 8/3, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

4 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. д. 26, 190103, Санкт-Петербург, Россия.

5 Санкт-Петербургский научный центр РАН, Университетская наб. д.5, 199034, Санкт-Петербург, Россия.

6 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., д.7, стр. 5, 117105, Москва, Россия.

*kirillm@ipmras.ru

В данной работе исследованы ВАХ, излучательные характеристики и спектры излучения квантовых каскадных лазеров GaAs/AlGaAs с двойным металлическим волноводом. Наблюдался пороговый рост интенсивности и узкий спектр излучения на частоте 2.9 THz, что совпадает с расчетным значением. Показано, что данный лазер обладает двухчастотной генерацией излучения. При положительной полярности смещения генерация излучения происходит на частоте ~ 3.1 ТГц при 4.2 К, а при отрицательной полярности лазер излучает на частоте 2.9 ТГц вплоть до 60 К. Таким образом, впервые продемонстрированы полностью отечественные квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона.

Введение

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) – малогабаритные высокоэффективные полупроводниковые источники излучения, реализованные как в среднем инфракрасном (ИК) (2–28 мкм), так и в терагерцевом (ТГц) (60–300 мкм) диапазонах частот. К настоящему времени реализованы ККЛ, работающие в среднем ИК диапазоне при комнатной температуре в непрерывном режиме [1] с мощностями, достигающих единиц Ватт [2]. Подходы, отработанные при создании ККЛ среднего ИК диапазона, позволили создать приборы ТГц диапазона [3]. Источники ТГц излучения востребованы для использования в медицинской диагностике, в современных системах безопасности, экологического мониторинга, высокоскоростной связи, для контроля качества медикаментов и продуктов питания. Все это делает задачу создания компактных, эффективных и дешевых источников излучения ТГц диапазона стратегически важной. В то же время в России на данный момент имеются единичные сообщения лишь о создании ККЛ среднего ИК диапазона (5–8 мкм) [4, 5]. Ранее коллективом авторов уже представлялась работа, в которой впервые были продемонстрированы полностью отечественные квантовые каскадные лазеры ТГц диапазона [6]. Но малая интенсивность излучения исследуемых каскадных структур не позволила тогда использовать для изу-

чения его спектральных характеристик фурье-спектрометр.

Эксперимент

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber 21. За основу была взята конструкция многопериодной гетероструктуры AlGaAs/GaAs с тремя КЯ в периоде, описанная в [7] и позволившая получить лазерную генерацию вплоть до 200 К на частоте 3 ТГц. Активная область, состояла из 228 периодов, каждый из которых содержал три КЯ GaAs толщиной 8,9, 81,5 и 16 нм, разделенных барьерами Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Самая широкая КЯ служит экстрактором/инжектором электронов за счет резонансного испускания оптического фонона; она легировалась донорной примесью (Si) с концентрацией ~5·10¹⁶ см⁻³. Более подробно процесс роста структур описан в [8]. Для создания ККЛ в данной работе, как и в [7], была использована схема волновода типа металл-металл, в которой активная область заключается между двумя металлическими слоями.

Исследования вольт-амперных (ВАХ) и излучательных характеристик полученных структур ККЛ проводились в импульсном режиме (длительность импульса 3 мкс, частота повторения 100 Гц). Для питания структур использовался специально изго-

товленный электронный ключ, с выхода ключа импульсы напряжения до 30 В подавались на исследуемую структуру. Следует обратить внимание, что в данной работе, в отличие от работы [6], сменилась полярность смещения на исследуемый ККЛ. Т.е. в работе [6] на образец подавались импульсы напряжения положительной полярности, а в данной работе к тому же самому образцу прикладывались уже импульсы напряжения отрицательной полярности. Исследуемый образец размещался в вакууме на медном хладопроводе в гелиевом криостате замкнутого цикла, который позволял менять температуру лазера от 8 до 300 К. Для записи спектров излучения использовался фурье-спектрометр BRUKER Vertex 80v, работающий в режиме пошагового сканирования, в качестве приемника излучения при этом использовался штатный кремниевый болометр.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены ВАХ и зависимости интенсивности интегрального излучения от тока для исследуемого ККЛ, измеренные при различных температурах. Видно, что лазерная генерация наблюдается вплоть до температуры 60 К, при этом пороговый ток составляет порядка 4.5 А.

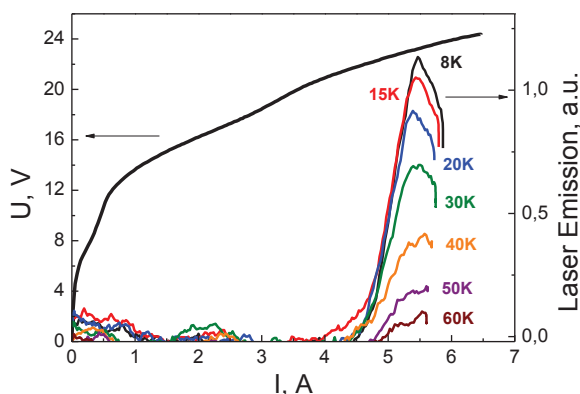


Рис. 1. ВАХ и зависимости интенсивности излучения от тока исследуемого ККЛ при разных температурах

На рис. 2 показаны спектры излучения исследуемого ККЛ измеренные при различных температурах (спектральное разрешение при 60 К составляло 1 см^{-1}). Доминирующая мода лазерного резонатора имеет частоту 2.9 ТГц. Она отличается от частоты лазерной генерации, наблюдавшейся на этом же образце, но с положительной полярностью смещения [6], которая составляла 3.1 ТГц.

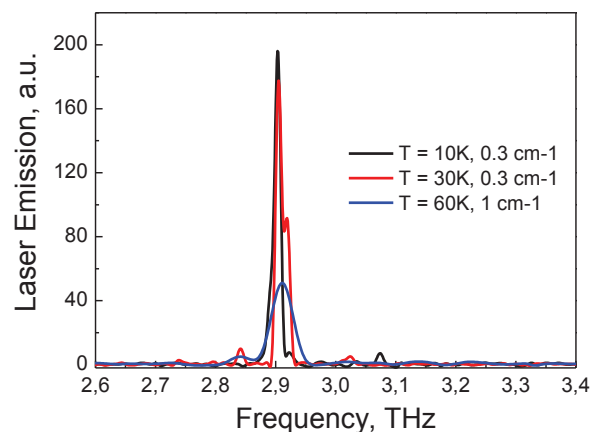


Рис. 2. Спектры излучения исследуемого ККЛ при разных температурах (указано спектральное разрешение)

Таким образом, в данной работе исследованы ВАХ, излучательные характеристики и спектры излучения квантовых каскадных лазеров GaAs/AlGaAs с двойным металлическим волноводом. Наблюдался пороговый рост интенсивности и узкий спектр излучения на частоте 2.9 ТГц, что совпадает с расчетным значением. Показано, что данный лазер обладает двухчастотной генерацией излучения. При положительной полярности смещения генерация излучения происходит на частоте ~ 3.1 ТГц при 4.2 К, а при отрицательной полярности лазер излучает на частоте 2.9 ТГц вплоть до 60 К. Таким образом, впервые продемонстрированы полностью отечественные квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-19-00493).

Литература

1. Beck M. et al. // *Science* **295**, 301 (2002).
2. Bai Y. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **92**, 101105 (2008).
3. Köhler R. et al. // *Nature* **417**, 156 (2002).
4. Засавицкий И. И., Зубов А. Н. и др. // *Квантовая электроника* **46**, 447 (2016).
5. Бабичев А. В. и др. // *ФТП* **50**, 1320 (2016).
6. А.В. Иконников, К.В. Маремьянин и др. // *Письма в ЖТФ* **43**, 86 (2017).
7. Fathololoumi S. et al. // *Opt. Express* **20**, 3866 (2012).
8. Жуков А. Е. и др. // *ФТП* **50** 674 (2016).

Многoperеходная туннельно-связанная гетероструктура для вертикально интегрированного лазера-тиристора с двумя излучающими областями

А.А. Мармалюк^{1,*}, Т.А. Багаев¹, А.И. Данилов¹, В.П. Коняев¹, В.В. Кричевский¹, Ю.В. Курнявко¹, М.А. Ладугин¹, А.В. Лобинцов¹, А.А. Падалица¹, Н.А. Пихтин², А.А. Подоскин², С.М. Сапожников¹, В.А. Симаков¹, С.О. Слипченко²

¹ Научно-исследовательский институт «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

*almarm@mail.ru

Представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований гетероструктур и полупроводниковых лазеров на их основе с различным количеством излучающих секций (одной и двумя), монолитно интегрированных с тиристором. Показано, что использование многoperеходной туннельно-связанной гетероструктуры позволяет увеличить в $1,5^{\circ}\text{--}1,8$ раз выходную мощность лазерных излучателей, работающих в импульсном режиме. Продемонстрировано достижение выходной оптической мощности 90 Вт для лазеров-тиристоров с двумя излучающими областями при прочих равных условиях. Напряжение в открытом состоянии в двойном лазере-тиристере приблизительно в 2 раза выше ($\sim 2,6$ В) по сравнению с аналогичной величиной для одиночного лазера-тиристора ($\sim 1,3$ В), что отражает наличие двух р-п переходов в лазерной части.

Введение

Использование вертикальной интеграции полупроводниковых лазеров посредством туннельных переходов в рамках одной гетероструктуры позволяеткратно увеличить квантовую эффективность. Развитие данного подхода привело к созданию разнообразных приборов с высокими выходными характеристиками. Так, продемонстрировано увеличение квантовой эффективности лазеров с двумя активными областями в $1,7^{\circ}\text{--}2,0$ раза, с тремя — в $2,5^{\circ}\text{--}3,0$ раза, с четырьмя — в $3,4^{\circ}\text{--}4,0$ раз [1]. Решетки лазерных диодов, изготовленные из указанных гетероструктур, позволили достигнуть более 1 кВт выходной мощности в импульсном режиме [2,3].

Эпитаксиальная интеграция также открывает путь к объединению нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла. Например, для управления световыми импульсами в состав излучателя необходимо ввести электронный ключ (динистор, тиристор, транзистор). Показано, что для миниатюризации и повышения надежности работы, удобства управления выходными характеристиками мощных излучателей перспективно осуществлять интеграцию в едином процессе роста двух последовательно формируемых структур: лазера и тиристора. Хотя идея таких интегральных приборов — лазеров-тиристоров — была предложена достаточно давно, успешная

практическая реализация стала возможной только по мере развития эпитаксиальных технологий [4]. Такие лазеры-тиристоры при напряжении включения $15^{\circ}\text{--}25$ В демонстрировали выходную мощность $50^{\circ}\text{--}60$ Вт в импульсном режиме.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию указанных подходов и направлена на исследование возможности эпитаксиальной интеграции в рамках одной гетероструктуры нескольких лазерных излучающих областей с электронным ключом (тиристором), обеспечивающим работу в импульсном режиме генерации.

Эксперимент

Полупроводниковые гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs формировались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs. Конструкция гетероструктуры одиночного лазера-тиристора описана в [4] и ее зонная диаграмма схематично представлена на рис 1(1).

По аналогии с [1] к одиночному лазеру-тиристоры через туннельный переход добавлена вторая излучающая лазерная секция (Рис. 1(2)).

На основе полученных гетероструктур изготавливались лазеры-тиристоры и проводились их измерения в импульсном режиме работы (100 нс, 10 кГц).

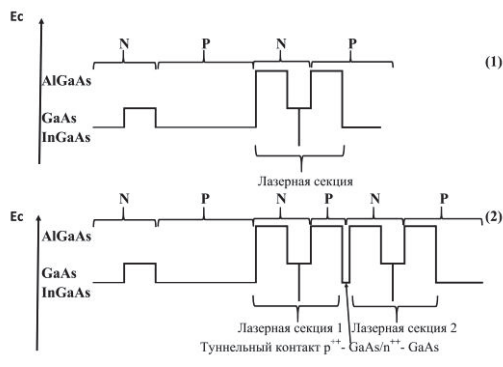


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы одиночного (1) и двойного (2) лазера-тиристора

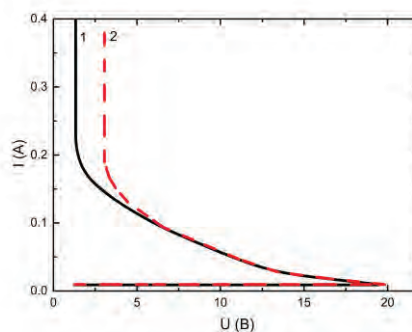


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика одиночного (1) и двойного (2) лазера-тиристора

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики одиночного и двойного лазера-тиристора без пропуска сигнала через управляющую секцию. Видно, что они демонстрируют близкие напряжения включения ($\sim 1.8^\circ\text{--}2.0$ В), поскольку оба прибора имеют одинаковую тиристорную часть, отвечающую за этот параметр. Напряжение в открытом состоянии в двойном лазере-тиристоре приблизительно в 2 раза выше (~ 2.6 В) по сравнению с аналогичной величиной для одиночного лазера-тиристора (~ 1.3 В), что отражает наличие двух p-n переходов в лазерной части.

При этом наклон ватт-амперной характеристики (рис. 3) для двойного лазера-тиристора в $1.5^\circ\text{--}1.8$ раз превышает наклон для одиночного прибора. В двойных интегрированных лазерах без тиристорной части эта величина была незначительно выше и составляла $1.7^\circ\text{--}2.0$ раза. Разница указанных величин связана с потерями носителей в управляющей секции. Выходная оптическая мощность двойного лазера-тиристора достигала 90 Вт в импульсном режиме работы (100 нс, 10 кГц).

Результаты проведенных экспериментов показывают, что увеличение количества излучающих лазерных областей благоприятно сказывается на повышении выходной мощности лазера-тиристора и открывает путь к дальнейшему наращиванию мощности. Например, путем создания тройного лазера-тиристора.

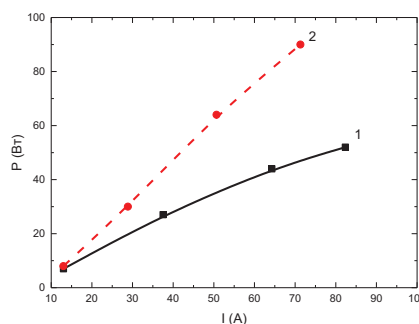


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика одиночного (1) и двойного (2) лазера-тиристора

Литература

1. А.А. Мармалюк, Е.И. Давыдова, М.В. Зверков *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 45, 528 (2011).
2. В.П. Коняев, А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 48, 104 (2014).
3. М.А. Ладугин, Т.А. Багаев, А.А. Мармалюк *и др.* // Квантовая электроника, Т. 48, 993 (2018).
4. S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, O.S. Soboleva *et al.* // J. Appl. Phys., V. 121, 054502 (2017).

Эволюция прорастающих дислокаций при МПЭ ПА синтезе слоев GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al₂O₃

А.М. Мизеров^{1,*}, С.Н. Тимошнев¹, К.Ю. Шубина¹, Harri Lipsanen², Iurii Kim^{1,2},
Е.В. Убийвовк³, А.Д. Буравлев¹

1 СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, ул. Хлопина, д.8, корпус 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

2 Aalto University School of Electrical Engineering, 13500, FI-00076 Aalto, Finland.

3 СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9.

*andreyimizerov@rambler.ru

В работе демонстрируется, что на начальной стадии МПЭ ПА роста слоев GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al₂O₃, осуществляемом в Ga-обогащенных условиях роста и относительно невысоких температурах T_s=700 С может быть реализована эффективная фильтрация дислокаций, прорастающих из буферного GaN слоя виртуальной подложки, выращенного методом ГФЭМОС.

Введение

Одной из ключевых проблем, сдерживающей развитие технологии эпитаксиального синтеза высококачественных соединений на основе GaN с использованием экономически доступных монокристаллических подложек сапфира (c-Al₂O₃) или кремния (Si) является сильное рассогласование параметров кристаллических решеток этих материалов.

Решение данной проблемы может заключаться в использовании для синтеза активных областей GaN гетероструктур виртуальных подложек типа «GaN/подложка», в которых толстый буферный слой уже синтезирован на подложке при помощи, например, газофазных технологий. Следует отметить, что благодаря более высоким скоростям роста использование газофазной эпитаксии позволяет более эффективно бороться с прорастающими дислокациями вследствие формирования толстых слоев. Тем не менее, из-за наличия фонового (паразитного) легирования этот метод имеет существенные ограничения по сравнению с методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА), который позволяет проводить рост соединений на основе GaN в условиях сверхвысокого вакуума с относительно небольшой скоростью (<0.5 мкм/ч) и, соответственно, прецизионно, с точностью до нескольких монослоев, контролировать толщины выращиваемых наногетероструктур. Кроме того, эффективность активации молекулярного азота при МПЭ ПА не зависит от температуры подложки, что позволяет использовать различные температуры роста GaN – от экс-

тремально низких до максимально возможных для данной технологии значений ~900°С. Кроме того, изменение стехиометрических условий роста при МПЭ ПА позволяет управлять морфологией поверхности слоев в процессе их синтеза. Эта особенность технологии МПЭ ПА используется для фильтрации прорастающих дислокаций, наблюдаемой при переходе от Ga- к N- обогащенным условиям роста [1].

В настоящей работе представлены результаты исследований эволюции прорастающих дислокаций при МПЭ ПА синтезе слоев GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al₂O₃ в Ga-обогащенных условиях роста.

Методика эксперимента

Синтез слоев GaN методом МПЭ ПА на виртуальных подложках GaN/c-Al₂O₃, полученных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, осуществлялся на установке промышленного типа Veeco Gen 200.

Непосредственно перед началом МПЭ ПА синтеза слоев GaN, поверхности виртуальных подложек проходили процедуру очистки по разработанному нами методу, подробно описанному в работе [2].

Сразу после окончания предэпитаксиальной очистки поверхностей виртуальных подложек на них методом МПЭ ПА выращивались слои GaN при постоянных значениях T_s=700 С, потоке галлия F_{Ga}~0.25 мкм/ч и потоке активированного азота F_N~0.05 мкм/ч.

Синтезированные образцы были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Результаты и обсуждение

Исследования синтезированных образцов при помощи ПЭМ свидетельствовали, во-первых, о том, что в верхнем слое GaN, выращенном методом МПЭ ПА на GaN на поверхности виртуальной подложки не наблюдалось образования дополнительных дефектов, которые могли появиться в результате недостаточно эффективной очистки GaN поверхности от чужеродных атомов или из-за деградации поверхности GaN, которая могла произойти в процессе предэпитаксиальной очистки поверхности GaN. Это свидетельствует об эффективности разработанного метода предэпитаксиальной очистки G

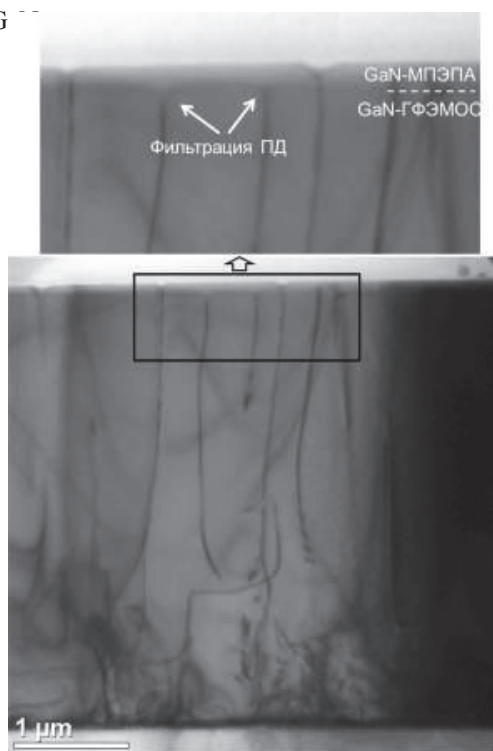


Рис. 1. ПЭМ изображение образца, в котором верхний GaN слой был синтезирован методом МПЭ ПА на виртуальной подложке GaN/c-Al₂O₃ в Ga-обогащенных условиях роста при T_s=700 С

Более того, из ПЭМ изображений, полученных со сколов синтезированных образцов и представленных на рисунке 1, можно также сделать вывод об эффективной фильтрации прорастающих дислокаций (ПД), наблюдавшейся вблизи интерфейса между буферным GaN слоем виртуальной подложки

GaN/c-Al₂O₃, выращенным методом ГФЭМОС и верхним GaN слоем, синтезированным методом МПЭ ПА.

Наблюдаемый эффект фильтрации ПД может быть обусловлен эволюцией морфологии поверхности GaN на начальной стадии МПЭ ПА синтеза на GaN поверхности виртуальной подложки. В частности, относительно низкие температуры подложки, использовавшиеся нами при МПЭ ПА синтезе GaN, могли приводить к формированию трёхмерных GaN островков нуклеации, которые достаточно быстро разрастались и коалесцировали в сплошной GaN слой с гладкой морфологией поверхности, как было показано в работе [2]. Вместе с тем, во время начальной стадии островкового МПЭ ПА роста GaN для ПД становится энергетически более выгодным их отклонение от первоначального вертикального направления распространения [3]. Энергетический выигрыш при отклонении ПД определяется уменьшением энергии дислокации вследствие того, что линия прорастающей дислокации становится короче при отклонении к грани островка, по сравнению с энергией дислокации, распространяющейся в направлении роста GaN слоя.

Таким образом, в работе демонстрируется, что на начальной стадии МПЭ ПА синтезе слоев GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al₂O₃, осуществляемом в Ga-обогащенных условиях роста при относительно невысоких температурах T_s=700 С может быть реализована эффективная фильтрация дислокаций, прорастающих из буферного GaN слоя виртуальной подложки, выращенного методом ГФЭМОС.

Эксперименты проводились в рамках выполнения государственного задания министерства образования и науки Российской Федерации № 0791-2020-0008.

Литература

- [1] Yuen-Yee Wong *et al.* // Thin Solid Films, 519 6208–6213 (2011).
- [2] A. M. Mizerov *et al.* // Semiconductors, 53, 8, 1120–1130 (2019).
- [3] S. Ruvimov *et al.* // Mat. Res. Soc. Proc. Vol. 572, 295 (1999).

Магнито-межподзонные осцилляции в структурах с двумерным электронным газом при сильном спин-орбитальном взаимодействии: HgTe, InGaAs

Г.М. Миньков^{1,2,*}, О.Э. Рут¹, А.А. Шерстобитов^{1,2}, С.А. Дворецкий^{3,4}, Н.Н. Михайлов^{3,4}, С.В. Иванов⁵, В.А. Соловьев⁵, М. Чернов⁵

¹Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, 620002 Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

³Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

⁴Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

*grigori.minkov@imp.uran.ru

Экспериментально исследованы магнито-межподзонные осцилляции (MISO) в одиночных квантовых ямах бесщелевого полупроводника HgTe. Показано, что в отличие от MISO в двойных квантовых ямах на основе широкозонных полупроводников (GaAs, InGaAs) и теоретических предсказаний, магнитные поля, при которых наблюдаются пучности высокочастотных осцилляций, совпадают с минимумами, а не с максимумами ρ_{xx} MISO. Предположено, что эта особенность связана с подавлением резонанса скорости переходов между уровнями Ландау двух ветвей спектра, расщепленных сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Введение

В двумерных системах, в которых заполнены несколько ветвей спектра, $E_i(k)$, в магнитном поле, наряду с осцилляциями с частотами f_i , каждая из которых определяется концентрацией носителей в этой ветви спектра, появляются осцилляции с разностной частотой $f_1 - f_2$ за счет переходов между этими ветвями (magneto-intersubband oscillations, MISO) [1]. Этим ветвям могут соответствовать носители различных подзон размерного квантования, различных квантовых ям в структурах с двойными квантовыми ямами (DQW), носители в широкой одиночной квантовой яме. Такие осцилляции широко исследовались как теоретически [2], так и экспериментально в различных полупроводниковых структурах [3]. Наряду с перечисленными случаями, две ветви спектра в одиночных ямах могут возникнуть за счет сильного спин-орбитального (СО) взаимодействия. Достаточно большое СО расщепление может реализоваться в квантовых ямах узкозонных полупроводников (InAs, InSb) и бесщелевых (HgTe, HgSe), а также во многих новых топологических изоляторах. Осцилляции MISO при сильном СО расщеплении рассматривались лишь теоретически [3], но никогда, насколько нам известно, не наблюдались экспериментально.

Результаты и обсуждение

Для того, чтобы сразу продемонстрировать, в чем заключаются особенности магнито-межподзонных осцилляций в квантовых ямах HgTe, сравним зависимости $\rho_{xx}(B)$ в структурах с двойными квантовыми ямами GaAs [1] и одиночной квантовой яме HgTe, которые приведены на Рис. 1

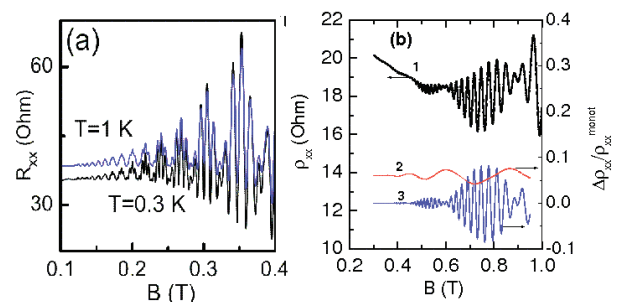


Рис. 1. (а) Магнитосопротивление DQW GaAs с $d_{QWs}=14$ нм, $d_{barrier}=1.4$ нм из работы [1]. (б) Магнитосопротивление одиночной квантовой ямы HgTe с инверсным сектором, $d_{QW}=10$ нм, выращенной на подложке с ориентацией (013), при $n=8,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $T=4$ К. [4]. Черная (верхняя) кривая – экспериментальная зависимость; нижние кривые низкочастотная и высокочастотные составляющие (красная и синяя), полученные после Фурье фильтрации

Теоретически, MISO осцилляции исследовались во многих работах (см. например [4-6]). Эти расчеты дают:

$$\frac{\delta \rho_{xx}}{\rho(0)} = 4[e^{-\alpha_1} F T_1 \cos(\frac{2\pi}{B} f_1) + e^{-\alpha_2} F T_2 \cos(\frac{2\pi}{B} f_2) + e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)} K(W_{1,2}) \cos(\frac{2\pi}{B} (f_2 - f_1))]]$$

здесь $\alpha_{1,2} = \pi / \omega_c^{1,2} \tau_q^{1,2}$, $f_i = n_i \cdot h / e$, для невырожденных уровней Ландау, ω_c циклотронная энергия, τ_q квантовое время релаксации, $FT_i = X_i / \sinh(X_i)$, где $X_i = \pi^2 k_B T / \hbar \omega_c^i$. Из этого выражения следует, что магнитные поля пучностей осцилляций ШдГ должны совпадать с максимумами MISO. Именно такое поведение и наблюдается в структурах с двойными ямами GaAs (см Рис 1a). MISO в структурах с сильным СО расщеплением спектра вычислялось лишь в двух работах [3]. Но и в этом случае было получено, что положение пучностей осцилляций ШдГ должны совпадать с максимумами MISO, что противоречит экспериментальным результатам (Рис.1b).

Для того, чтобы убедиться, что такое взаимное положение пучностей и максимумов ρ_{xx} MISO связано с СО расщеплением спектра, а не с низко-

симметричной ориентацией подложки (013), не с «инверсным» спектром ($d > d_c$), не с инверсным спектром родительского материала QW (HgTe), были исследованы структуры с QW HgTe с ориентациями (100) (Рис.2a), (211), $d < d_c$, (Рис.2b), а также структура с квантовой ямой $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{Te}$ с нормальным спектром (Рис.2c).

Как видно из Рис.2 во всех структурах, в которых две ветви спектра возникли за счет СО расщепления, положение пучностей осцилляции ШдГ по магнитному полю соответствует минимумам ρ_{xx} MISO.

Мы полагаем, что такая особенность MISO связана с тем, что в этом случае при переходе с уровня Ландау одной ветви на уровень Ландау в другой, электрон должен изменить как «спин», так и импульс.

Вероятность таких переходов в отсутствие магнитных примесей может быть сильно подавлена, и вместо резонанса при совпадении энергий уровней Ландау разных ветвей мы будем иметь минимум $\tau_{i,j}^{-1}$.

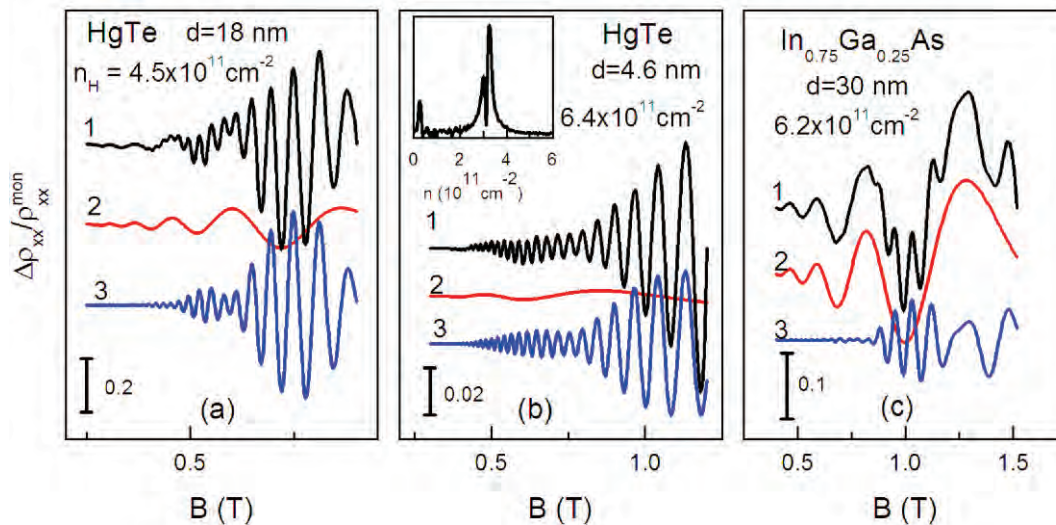


Рис. 2. Осциллирующая часть магнитосопротивления в структуре с инверсным спектром с ориентацией (100) (a), структуре с нормальным спектром с ориентацией (013) (b), структуре с КЯ узкощелевого полупроводника

Литература

1. В.М. Поляновский, ФТП, **22**, 2230. (1988), R.C. Mamani, G. M. , et al, Phys. Rev.B, **77**, 205327 (2008).
2. М. Е. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994), О. Е. Raichev, Phys. Rev. B **81**, 195301 (2010).
3. М. Langenbuch, et al, Phys. Rev. B **69**, 125303 (2004), S. G. Novokshonov, Low Temperature Physics 39, 378 (2013).
4. Г.М. Миньков и др. Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 4, с. 274 – 278 (2019).

Структуры с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$) квантовыми ямами: рост и характеристика

Н.Н. Михайлов^{1,2,*}, С.А. Дворецкий^{1,3}, Д.Г. Икусов¹, В.Г. Ремесник¹, И.Н. Ужаков¹, В.А.Швец^{1,2}, В.Я. Алешкин⁴

1 Институт физики полупроводников им. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия, 630090.

2 Институт макрофизики РАН, ул. Академика Петрова, 102, Санкт-Петербург, 433423.

3 Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, Россия, 634050.

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* mikhailov@isp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального выращивания гетероструктур с множественными CdHgTe КЯ. Характеризация профиля распределения состава в КЯ нанометровых толщин производилась на основе in-situ эллипсометрических измерений. Показана высокая воспроизводимость профиля распределения состава по толщине для структур с множественными HgTe КЯ. Характеризация энергетического положения уровней размерного квантования в множественных КЯ ямах от температуры образца, толщины КЯ проведена на основе измерений спектров оптического поглощения и фотопроводимости.

Введение

Гетероструктуры с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$) квантовыми ямами - перспективный материал для создания излучающих и фотоприемных устройств, работающих в ИК и ТГц областях спектра. Проведены исследования процессов роста таких гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Характеризация структур проводилась по измерению эллипсометрических параметров в процессе роста in situ. Характеризация энергетического положения уровней размерного квантования проводилась на основе измерений спектров пропускания и фотопроводимости ex-situ.

Методика экспериментов

Проведены исследования по выращиванию гетероструктур с множественными квантовыми ямами (КЯ) $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии на модернизированной установке МЛЭ “Обь-М”. Количество HgTe КЯ изменялось от 1 до 200, толщина слоев HgTe варьировалась от 3 до 18 нм. Состав барьеров $X_{\text{CdTe}} \geq 0,6 \pm 0,75$, толщина барьеров HgCdTe составляла ~ 30 нм.

Предложен новый способ определения профиля распределения состава для HgTe КЯ по толщине, в том числе и для нанометровой толщины на основе экспериментальных измерений эллипсометрических параметров дельта и пси в процессе роста in-situ [1]. Метод определения профиля распределения состава по толщине основан на прецизионном вос-

становления состава в HgTe КЯ при замене слоя переменного состава на подложку постоянного состава с “эффективными” оптическими постоянными. Данный метод с учетом ранее определенной скорости позволяет с высокой точностью восстановить распределение состава по толщине в последовательно выращенных HgTe КЯ.

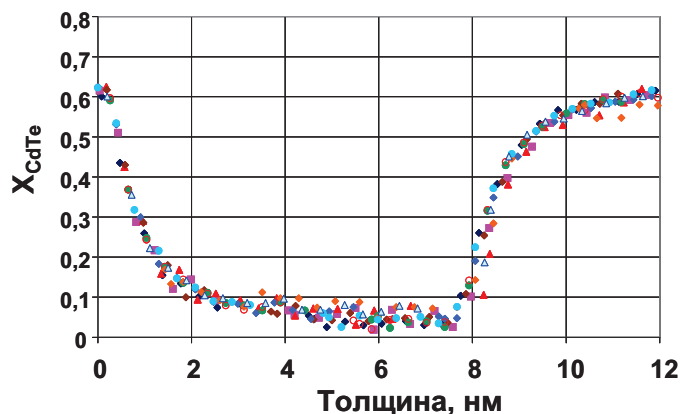


Рис.1. Зависимость профиля распределения состава в структурах: с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$) КЯ. Каждый тип символа соответствует одной КЯ

На рис.1 показана высокая воспроизводимость профиля распределения состава для структуры с 50 КЯ. Средний статистический разброс для фиксированной координаты составил $\delta X_{\text{CdTe}} \sim 0,02$ молярных долей.

Положения уровней размерного квантования в множественных КЯ определялись на основе ex-situ измерения спектров оптического поглощения

$D(\lambda)=\lg(1/(T+R))$ и спектров продольной фотопроводимости $F(\lambda)$ в диапазоне температур $T=77 \div 298$ К. На рис.2 представлены результаты измерения оптической плотности от волнового числа для структур с 5 HgTe КЯ различной толщины (на вставке).

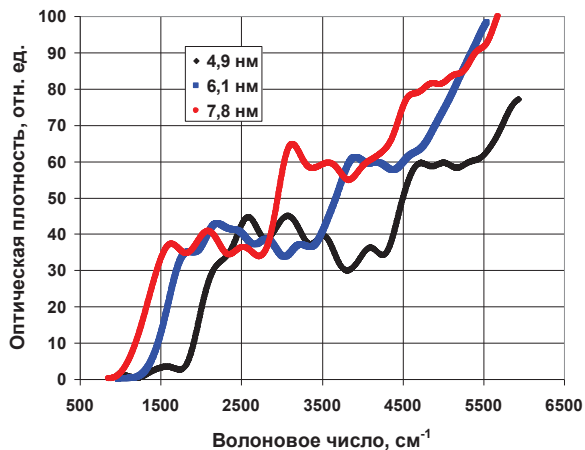


Рис. 2. Зависимость оптической плотности от волнового числа для структур с 5 КЯ различной толщины

Видны характерные особенности (ступени), энергетическое положение которых смещается с толщиной HgTe КЯ в длинноволновую часть спектра. Для спектров фотопроводимости наблюдаются аналогичные особенности при тех же энергетических положениях, что и для спектров оптической плотности (см. рис.3).

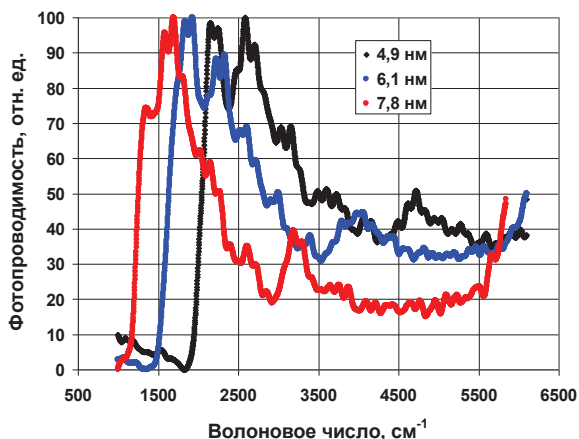


Рис. 3. Зависимость фотопроводимости от волнового числа для структур с 5 КЯ различной толщины.

На рис.4 показаны экспериментальные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования для гетероструктур с КЯ $Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te/Hg_{0,09}Cd_{0,91}Te/Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te$ от толщины слоев $Hg_{0,09}Cd_{0,91}Te$ при $T=298$ К. Сплошные линии – расчетные кривые энергетического положения уровней размерного квантования, рассчитанные на основе модели с использованием Га-

милтониана Кейна 8×8 в качестве оператора кинетической энергии.

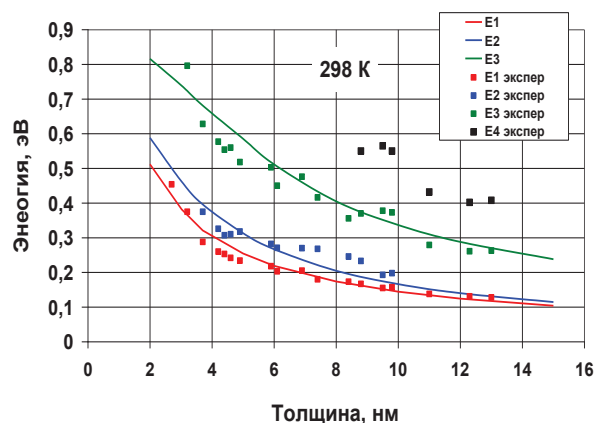


Рис. 4. Экспериментальные зависимости уровней энергии $E(d)$ от толщины КЯ для структур с $X_{ям} = 0,09$ и $X_{бар} = 0,69$ при $T=298$ К. Сплошные уровни – теоретическая зависимость

Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Результаты и выводы

Предложен новый способ определения профиля распределения состава на основе эллипсометрических измерений в процессе роста in-situ.

Способ основан на замене нижележащих слоев на “эффективную” подложку при расчете состава растущего слоя для каждого эллипсометрического измерения с учетом ранее измеренной скорости роста. Показано хорошая воспроизводимость профиля распределения состава в множественных КЯ.

Получены экспериментальные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования в множественных КЯ ямах от температуры образца, толщины КЯ, мольного содержания теллурида кадмия в КЯ.

Показано хорошее соответствие между экспериментальными зависимостями и численными теоретическими расчетами.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053).

Литература

1. Швец В.А., Михайлов Н.Н., Икусов Д.Г., Ужаков И.Н., Дворецкий С.А.// Оптика и спектроскопия, 2019, т.127, №2, стр. 318-324

Электронные состояния мелких доноров в германии: учет короткодействующего потенциала

А.М. Михайлова^{1, 2}, А.А. Ревин^{1, 2}, А.А. Конаков^{1, 2, *}, В.Н. Шастин²

1 Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр институт прикладной физики Российской академии наук», ул. Академическая, д. 7, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

*konakov_anton@mail.ru

В работе в рамках приближения огибающей функции разработан подход к расчету энергии и волновых функций основного симметричного по электронным долинам состояния мелких донорных центров (P, As, Sb) в германии. Предложен алгоритм учета короткодействующего потенциала примеси в рамках приближения огибающей функции. Вычисления проведены с использованием вариационного метода Ритца. Полученные функции отличаются от водородоподобных центрированной на доноре добавкой с малым масштабом в реальном пространстве, определяемой короткодействующей частью потенциала примеси.

Введение

Теоретическое и экспериментальное исследование электронных свойств примесных центров в непрямозонных полупроводниках (в первую очередь Si и Ge) ведется еще с 50х г. г. 20 века. Эти объекты вызывают значительный интерес и сейчас в связи с возможным их приложением в области построения источников когерентного ТГц излучения [1] и квантовых компьютеров [2]. На этапе анализа экспериментальных данных или планирования экспериментальных исследований нестационарных процессов, связанных с электронными переходами между состояниями мелких примесных центров, существенной является информация о спектрах и волновых функциях локализованных носителей, в т. ч. их возбужденных состояний. При этом если энергии примесных уровней могут быть найдены посредством анализа экспериментальных данных [3], то волновые функции, определяющие в конечном счете вероятности переходов, необходимо рассчитывать.

В работе в рамках приближения огибающей функции разработан подход к расчету энергий и волновых функций основного состояния мелких донорных центров в германии. Предложен алгоритм учета короткодействующего потенциала примеси в рамках приближения огибающей функции.

Метод расчета

Хорошо известно, что долинно-вырожденное $1s$ состояние водородоподобного донора в германии расщепляется (без учета спина) на синглет A_1 и

триплет T_2 [3]. Триплетное состояние при этом имеет энергию, близкую к предсказываемой водородоподобной моделью, а синглетное отщепляется вниз и становится основным [3]. Нами изучается состояние $1s (A_1)$ электрона, локализованного на мелком доноре. Ввиду симметричного вклада блоховских функций четырех электронных долин в волновую функцию этого состояния мы решаем уравнение Шредингера для огибающей функции в однодолинном приближении с гамильтонианом вида

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(r) + U(r), \quad (1)$$

где $\gamma = m_{\perp}/m_{\parallel}$, m_{\parallel} и m_{\perp} — продольная и поперечная эффективные массы соответственно, ось z ориентирована вдоль оси долины, $V(r)$ представляет собой экранированный в длинноволновом пределе водородоподобный потенциал примесного центра (дальнодействующий вклад), $U(r)$ — короткодействующая часть примесного потенциала (также считается нами для простоты сферически симметричной), связанная с различием в ионных остовах атомов германия и примеси, экранированием в коротковолновом пределе, а также — его модификацией электронными блоховскими функциями в уравнении для огибающей. Потенциал $U(r)$ рассчитывался нами на основе представления об экранировании некоторого эффективного точечного заряда Q на масштабах порядка истинного боровского радиуса (вблизи атомного ядра) с диэлектрической функцией, предложенной в [4]. Величина Q подбиралась из сопоставления результатов расче-

тов с экспериментальными данными, а ее отличие от значения +1, характерного для водородоподобных доноров, связано, по всей видимости, с разницей в ионных остовах атомов примеси и германия и индивидуально для каждого центра.

Уравнение для огибающей решалось вариационным методом Ритца. Первоначально для простоты задача была решена в случае изотропной эффективной массы, где в качестве пробных рассматривались волновые функции двух видов: водородоподобная с эффективным радиусом в качестве вариационного параметра и суперпозиция двух водородоподобных, где одна фактически учитывала отклик на дальнедействующую часть потенциала, а вторая — на короткодействующую. Меньшее значение энергии достигается при использовании функции второго типа, содержащей три вариационных параметра.

Для расчета энергии и огибающей функции основного состояния мелкого донора в германии с анизотропной эффективной массой полученная на предыдущем этапе волновая функция была преобразована в четырехпараметрическую вида

$$\psi(\mathbf{r}) = A \left(\exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2}/\gamma/R_1\right) + C \exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2}/\gamma/R_2\right) \right), \quad (2)$$

где R_1 и R_2 имеют смысл эффективных радиусов волновой функции, C – весовой множитель, определяющий «смесь» этих вкладов, и β – вариационный параметр, связанный с анизотропией эффективной массы.

Результаты и обсуждение

В ходе расчетов нами были найдены параметры огибающих функций, наиболее близко отвечающие имеющимся экспериментальным данным по энергии ионизации мелких доноров в германии [3]. Результаты приведены в Таблице 1.

В целом, результаты, представленные в Таблице 1, стоит признать ожидаемыми. Один из радиусов (R_1) оказывается существенно больше параметра ре-

шетки германия и фактически описывает поведение волновой функции на большом расстоянии от примесного центра, когда его уже можно считать водородоподобным. Вторым (R_2) – малый и определяется короткодействующим потенциалом примеси. Доля вклада с малым радиусом увеличивается, если основное состояние залегает глубже по энергии (в ряду центров Ge:Sb, Ge:P, Ge:As).

Таблица 1. Параметры огибающих функций, наиболее близко отвечающие имеющимся экспериментальным данным по энергии основного состояния электрона, локализованного на примеси [3].

Примесный центр	R_1 , нм	R_2 , нм	C	β
Ge:P	3,96	0,27	3,13	0,53
Ge:As	3,35	0,20	3,54	0,50
Ge:Sb	5,30	0,17	2,69	0,48

Преимущество предложенного подхода и полученных результатов перед, например, расчетами в рамках метода сильной связи или на основе теории функционала плотности состоит в получении фактически аналитического выражения для огибающей, которое может быть легко использовано при расчетах времен переходов между основным и возбужденными состояниями примеси (последние сохраняют водородоподобную структуру). В этой связи отметим, что водородоподобные огибающие функции возбужденных состояний p -типа [5] сохраняют ортогональность полученным нами функциям при одном и том же значении параметра β .

Работа поддержана грантом РФФИ 19-72-20163.

Литература

1. S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 84, P. 5220 (2000).
2. J.J. Pla, K.Y. Tan, J.P. Dehollain *et al.* // Nature, V. 489, P. 541 (2012).
3. A.K. Ramdas, S. Rodriguez // Rep. Prog. Phys., V. 44, P. 1297 (1981).
4. R. Resta // Phys. Rev. B, V. 16, P. 2718 (1977).
5. R.A. Faulkner // Phys. Rev., V. 184, P. 713 (1969).

Биения сверхизлучательных мод как параметрический механизм синхронизации квазиэквидистантных мод гетеролазера: Анализ спектра горячих мод и динамического спектра генерации

А.В. Мишин^{1,*}, А.Ф. Селезнев¹, Е.Р. Кочаровская^{1,§}, И.В. Корюкин¹,
В.В. Кочаровский^{1,2}, Вл.В. Кочаровский¹

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

² Texas A&M University, Texas, USA

* mishin@ipfran.ru, § katya@appl.sci-nnov.ru

На основе численного решения нелинейных и линеаризованных уравнений Максвелла-Блоха проведён сравнительный анализ динамического спектра генерации и спектра горячих мод сверхизлучающего гетеролазера в условиях совместной реализации активной (параметрической) и пассивной (когерентной) синхронизации мод. Показано, что подобная синхронизация может быть обеспечена собственной нелинейностью однородно распределённой усиливающей активной среды с неоднородным уширением спектральной линии в отсутствие каких-либо дополнительных поглощающих элементов в лазерном резонаторе Фабри-Перо, включающем однородную распределённую связь встречных волн.

Введение

Самым распространённым методом получения периодической последовательности импульсов излучения лазера с непрерывной накачкой, генерирующего большое число квазистационарных квазимонохроматических квазиэквидистантных мод, является синхронизация этих мод [1], т.е. создание определённой, фиксированной разности фаз соседних по частоте мод, приводящее к формированию бегающего по резонатору короткого импульса электромагнитного поля. Обычно эта синхронизация достигается либо за счёт внешней модуляции параметров лазера или накачки в такт с движением импульса по резонатору (активная синхронизация мод), либо благодаря включению в схему лазера связанных с резонатором дополнительных нелинейных элементов, например, резонансно поглощающей ячейки, селективно действующих на импульсы различной амплитуды и длительности.

В настоящей работе показано, что можно совместить режимы активной (параметрической) и пассивной (когерентной) самосинхронизации мод в одном лазере, работающем на однородно распределённой усиливающей среде с неоднородным уширением спектральной линии в отсутствие каких-либо дополнительных нелинейных элементов (поглощающих ячеек). Для этого лазер, работающий

при непрерывной накачке, должен быть сверхизлучающим, т.е. иметь достаточно высокую пространственную и спектральную плотность активных центров, обладать низкодобротным резонатором с временем жизни фотонов T_E меньше времени некогерентной релаксации оптических дипольных колебаний активных центров T_2 . Если подобный лазер при постоянной накачке одновременно генерирует большое число квазистационарных квазимонохроматических мод (области 3 на Рис. 1 а) и одну-две нестационарные сверхизлучательные моды (1, 2 на Рис. 1 а), то наблюдается совместная реализация активной (параметрической) и пассивной (когерентной) синхронизации мод [2-4].

Требуемое преобладание добротности последних мод над добротностью первых достижимо, например, в гетеролазерах с комбинированными резонаторами Фабри-Перо при наличии эффективной распределённой обратной связи встречных волн.

Для таких лазеров ожидается сильное уширение динамического спектра сверхизлучательных мод в условиях мощной накачки благодаря автомодуляции и/или квазипериодической генерации импульсов коллективного спонтанного излучения Дике (Рис. 1 б). Если частотный интервал между двумя подобными модами примерно вдвое превышает среднюю разность частот ряда квазиэквидистант-

ных квазимонохроматических мод, то возникает эффективное параметрическое возбуждение и одновременное фазирование биений последних. Наряду с этой активной синхронизацией квазимонохроматические моды испытывают значительное 4-волновое взаимодействие благодаря когерентной нелинейной динамике рассеивающих их активных (двухуровневых) центров, что в широкой области параметров лазера и накачки обеспечивает условия пассивной самосинхронизации этих мод (Рис. 1 б).

Результаты

В докладе на основе численного решения нелинейных и линеаризованных уравнений Максвелла-

Блоха обсуждаются условия, особенности и типичные параметры возникающего режима одновременной согласованной генерации длиннопериодической последовательности импульсов коллективного спонтанного излучения парой сверхизлучательных мод (Рис. 1 в: жирные сплошные и пунктирные линии) и короткопериодической последовательности более коротких импульсов излучения, образованного самосинхронизованными квазимонохроматическими модами (Рис. 1 в: тонкие светлые линии). Такой режим может быть назван *параметрической когерентной самосинхронизацией мод*, поскольку он не требует ни внешней модуляции параметров накачки или лазера, ни размещения в нём быстродействующих поглощающих ячеек.

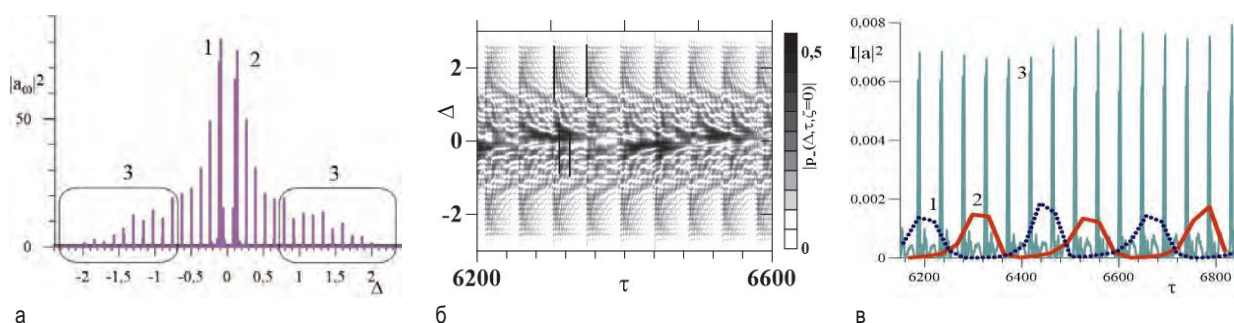


Рис. 1. Установившийся режим сверхизлучательной генерации гетеролазера с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо с распределенной обратной связью встречных волн. а) Спектр поля излучения гетеролазера: 1 и 2 – сверхизлучательные моды на краях запрещенной фотонной зоны, 3 – области самосинхронизованных квазистационарных мод на крыльях спектра. б) Динамический спектр поляризации активной среды с сильным неоднородным уширением линии перехода между двумя рабочими уровнями. в) Осциллограммы интенсивности излучения двух сверхизлучательных мод 1 и 2 и периодической последовательности импульсов, образованных квазиэквиливантными модами из двух спектральных областей 3

Проведенный корреляционный анализ динамических спектров поляризации (Рис. 1 б) [3], показывает, что полученная периодическая последовательность коротких импульсов стабильна на временах порядка сотни периодов обхода поля по резонатору. В свою очередь, бегающий по резонатору импульс влияет на запуск импульсов сверхизлучения, делая их обычно квазихаотическими последовательности квазипериодическими и противофазными.

Рассмотренный механизм синхронизации, по-видимому, осуществим в полупроводниковых лазерах на многослойных гетероструктурах с субмонослойными квантовыми точками или яма-точками, в которых ожидаемые характерные длительности указанных импульсов лежат в пикосекундном и субпикосекундном диапазонах, что открывает многообещающие перспективы для различных оптических технологий и для фундаментальной физики многочастичных систем.

Работа поддержана в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 32 «Наноструктуры: Физика, Химия, Биология, Основы технологий» и гранта РФФИ 20-02-00872.

Литература

1. Я.И.Ханин, Основы динамики лазеров. – М.: Наука, 1999.
2. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН, Т. 187, 367 (2017).
3. Е. Р. Кочаровская, А. С. Гаврилов, В. В. Кочаровский и др. // Изв. вузов. Радиофиз., Т. 61, 906 (2018).
4. Вл. В. Кочаровский, А. В. Мишин, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // ТМФ (в печати).

Электрическое переключение между бегущей и стоячей плазменными волнами в периодической графеновой структуре

М.Ю. Морозов, В.В. Попов, Д.В. Фатеев

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия.

*mikkym@mail.ru

Численно исследовано переключение между бегущей и стоячей плазменными волнами в периодической графеновой структуре с двойным решеточным затвором. Показано, что при изменении постоянного напряжения на одной из подрешеток затвора возможно переключение между режимами стоячей и бегущей плазменных волн за счет трансформации плазмонных мод.

Введение

Двумерный материал графен привлекает к себе внимание благодаря уникальным свойствам, возникающим из-за линейного дираковского спектра электронов и нулевой ширины запрещенной зоны. В последнее время интенсивно исследуются плазмонные свойства графена в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне [1], поскольку современные технологии [2] позволяют создавать графеновые структуры со временем релаксации импульса носителей порядка 1-2 пс при комнатных температурах, что позволяет возбуждать плазменные резонансы в ТГц диапазоне частот. Графен представляется привлекательным активным элементом для современных ТГц генераторов и усилителей. Обоснование возможности создания в графене отрицательной дифференциальной проводимости на ТГц частотах [3], привело к появлению первых концепций ТГц лазеров и усилителей ТГц плазмонов [4, 5]. Для возбуждения бегущего плазмона можно использовать одиночные рассеивающие элементы [6], однако эффективность такого преобразования энергии остается достаточно низкой. Возбуждения бегущего плазмона в графене с помощью эффекта нарушенного полного внутреннего отражения с использованием призм [7] затруднительно применять в интегральных чипах из-за высокого показателя преломления призм. Перспективным способом возбуждения бегущего плазмона является использование периодических графеновых структур без центра инверсии [8].

В данной работе исследуется электрическое переключение между бегущей и стоячей плазменными волнами в периодической графеновой структуре. Рассматриваемая структура состоит из двух слоев графена, разделенных диэлектриком, над которым расположен двойной решеточный металлический

затвор с асимметричной элементарной ячейкой. Терагерцовая волна падает на решеточный затвор и возбуждает плазменные колебания в слоях графена. Приложением постоянного напряжения между электродами решетки и верхним графеновым слоем можно перестраивать величину энергии Ферми носителей заряда в подзатворных участках этого слоя. Нижний графеновый слой является активным, что достигается, например, за счет инжекционной [9], или диффузионной накачки из полупроводниковой подложки «холодными» электрон-дырочными парами [10].

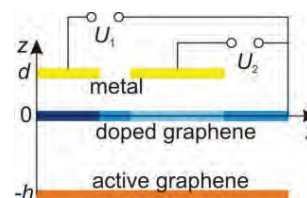


Рис. 1. Схема элементарной ячейки структуры

Теоретическая модель

Электродинамическая задача решалась методом интегральных уравнений, которые формировались на проводящих элементах элементарной ячейки графеновой структуры. За счет создания геометрической асимметрии элементарной ячейки графеновой структуры возможно возбуждение плазменной волны с неравными встречными потоками мощности волны [8].

Переключение между бегущей и стоячей плазменными волнами

На рис. 2 показан спектр от частоты плазменной волны и величины энергии Ферми E_F в графене под узкой подрешеткой затвора коэффициента преобразования мощности падающей ТГц волны в бегущую плазменную волну, определяемый как

$$T^+ = S_x^+ / |S_z^-| \quad (1)$$

где S_x^+ – усредненный по пространственному периоду структуры поток Умова–Пойнтинга вдоль оси x , а S_z^- – поток Умова–Пойнтинга падающей волны.

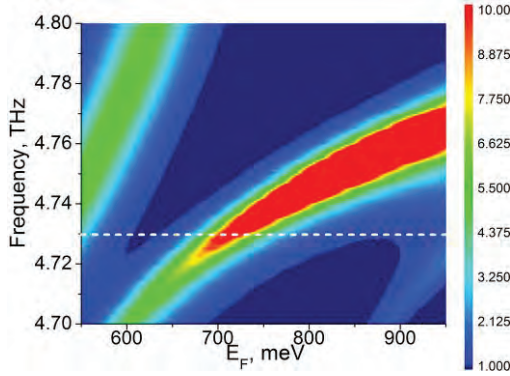


Рис. 2. Спектр коэффициента T^+ .

Как следует из рис. 2, изменение величины энергии Ферми приводит к трансформации дисперсии плазмонных мод.

Введем коэффициент T_{sw}^+ , характеризующий режим плазменной волны. Пусть T_{sw}^+ – это отношение величины потока мощности плазменной волны, бегущей вдоль оси x , к сумме величин потоков встречных волн, бегущих вдоль и против оси x , определяемый как

$$T_{sw}^+ = S_x^+ / (S_x^+ + S_x^-). \quad (2)$$

Здесь S_x^- – усредненный по пространственному периоду структуры поток Умова–Пойнтинга против оси x . На рис. 3 для фиксированной частоты плазменной волны (отмеченной пунктирной линией на рис. 2) представлены зависимости коэффициентов T^+ и T_{sw}^+ от величины энергии Ферми E_F . Видно, что при изменении величины E_F происходит переключение между режимом стоячей и бегущей плазменной волны. А именно (как показано красной пунктирной кривой на рис.3), когда величины потоков встречных волн близки друг к другу (коэффициент T_{sw}^+ близок к значению 0.5) наблюдается режим стоячей волны. В случае сильно различных величин потоков встречных волн (коэффициент T_{sw}^+ близок к 0.3 или 0.8) система переходит в режим бегущей плазменной волны. Вместе с этим, из зависимости коэффициента T^+ от величины энергии Ферми E_F (черная кривая на рис.3) видно, что переключение режимов плазменной волны происходит вблизи резонансных мод структуры и возбуждаемые бегущие плазменные волны

носят незатухающий характер. Также отметим, что при изменении величины энергии Ферми возможно возбудить плазменную волну бегущую вдоль оси x , коэффициент $T_{sw}^+ \propto 0.8$ или против оси x , T_{sw}^+ близок к 0.3.

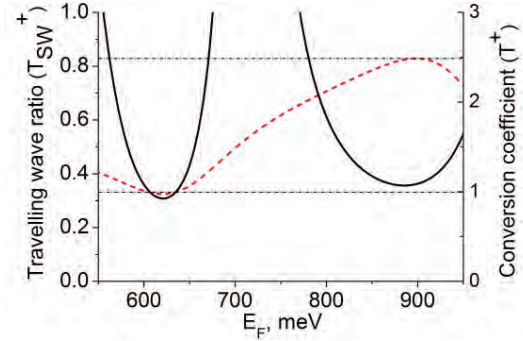


Рис. 3. Зависимость коэффициента T^+ (сплошная кривая) и отношения T_{sw}^+ (пунктир) от энергии Ферми E_F

Таким образом, в настоящей работе показано, что возможно переключение между режимами стоячей и бегущей плазменной волны за счет изменения дисперсии плазмонных мод при изменении величины энергии Ферми в графене.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 18-79-10041.

Литература

1. F.J. García de Abajo // ACS Photonics, V. 1, 135 (2014).
2. A.K. Geim, et al. // Nature, V. 499, 419 (2013).
3. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji // Journal of Applied Physics, V. 101, 083114 (2007).
4. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii. // Pisma v JETP, V. 89, 70 (2009).
5. A. A. Dubinov, et al. // J. Phys.: Cond. Matter, V. 23, 145302 (2011).
6. P. Alonso-González, et al. // Nat. Nanotech., V. 12, 31 (2017).
7. Yu. V. Bludov, et al. // J. of Appl. Phys., V. 112, 084320 (2012).
8. D.V. Fateev, et al. // Phys. Rev. Applied, V. 11, 064002 (2019).
9. D. Yadav, et al. // Nanophotonics, V. 7, 741 (2018).
10. M. Yu. Morozov, et al. // Opt. Materials Express, V. 9, 4061 (2019).

Усиление терагерцовых плазменных волн в графене с диффузионной накачкой из узкозонного полупроводника с градиентом запрещенной зоны

М.Ю. Морозов^{1*}, В.И. Рыжий^{2,3}, В.В. Попов¹, В.Г. Лейман², Д.В. Фатеев¹

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия.

² Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701, Россия.

³ Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan.

*mikym@mail.ru

Теоретически и численно исследовано усиление терагерцовых плазменных волн (плазмонов) в графене с диффузионной накачкой из узкозонного полупроводника с градиентом запрещенной зоны. Показано, что инкремент мощности ТГц плазмонов может достигать нескольких единиц на микрон при практически достижимом уровне мощности накачки.

Введение

Графен, двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [1], представляется привлекательным активным элементом для современных терагерцовых (ТГц) генераторов и усилителей. Обоснование возможности создания в графене отрицательной дифференциальной проводимости на ТГц частотах [2], привело к появлению первых концепций ТГц лазеров и усилителей ТГц плазменных волн (плазмонов) [3-5]. Вместе с тем создание экспериментальных образцов ТГц лазеров и усилителей, работающих при комнатной температуре, остается затруднительным.

Двумя важными проблемами на пути реализации таких устройств остаются высокий уровень мощности накачки, необходимый для создания приемлемой для применений выходной ТГц мощности этих устройств и высокая температура носителей заряда, создаваемых в графене предложенными типами накачки. Создание инверсного по энергии распределения носителей заряда в графене при помощи диффузионной накачки [5], позволяет на порядок величины уменьшить уровень внешней оптической накачки по сравнению с прямой оптической накачкой графена для обеспечения одного и того же уровня инверсии в графене. В то же время, как прямая оптическая, так и диффузионная накачка из широкозонного полупроводника [5], создают в графене носители заряда с высокой температурой.

Передача тепла от электрон-дырочных пар к решетке графена приведет к разогреву решетки и может сильно ухудшить свойства графена, что приве-

дет к уменьшению величины коэффициента усиления ТГц плазмонов в графене.

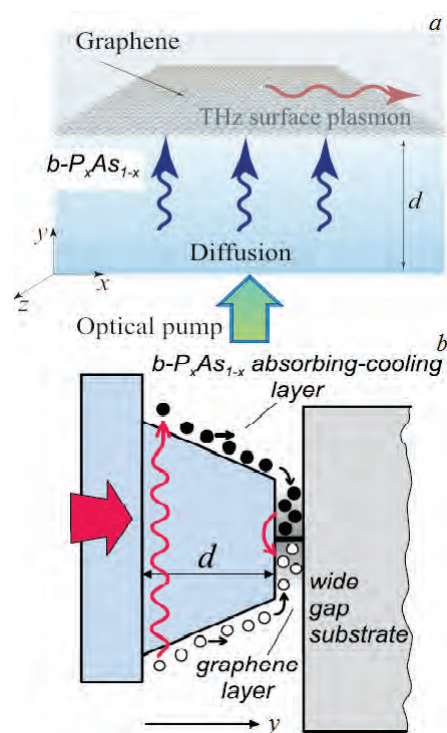


Рис. 1. Схематическое изображение структуры: а) пространственное представление; б) энергетическая диаграмма

В статье [6] предложена структура, схематически представленная на рис. 1b. Графен помещен на подложку из узкозонного полупроводника с изменяемой шириной запрещенной зоны $b-P_xAs_{1-x}$. Доля x изменяется линейно от 1 (материал b-P с шириной запрещенной зоны ≈ 300 мэВ) на поверхности, облучаемой излучением накачки, до 0 (материал b-As с запрещенной зоной ≈ 150 мэВ)) на поверхно-

сти со слоем графена. Электрон-дырочные пары генерируются в полупроводниковом слое при помощи оптической накачки и диффундируют в направлении графена. В процессе движения в сторону графена температура носителей заряда уменьшается. Показано, что, энергия носителей заряда, инжектируемых в графен может быть меньше энергии кванта фонона в графене. Таким образом, в графене создается инверсное по энергии распределение «холодных» электрон-дырочных пар. Кроме того, такая геометрия обеспечивает высокий уровень концентрации носителей заряда в подложке вблизи графена [6]. Последнее приводит к возможности создания в графене высокого уровня инверсии носителей заряда при относительно малом (практически достижимом) уровне мощности накачки.

В настоящей работе рассматривается усиление ТГц плазменных волн в структуре, предложенной в [6], схематически представленной на рис. 1. Величина коэффициента усиления по мощности ТГц плазменных волн в графене, согласно проведенным расчетам, достигает нескольких единиц на длине волны плазмона.

Теоретическая модель

Инкремент ТГц плазмонов оценивался на основании дисперсионного уравнения для двумерных плазмонов в графене, приведенного в [7]. Концентрация носителей заряда в графене, входящая в дисперсионное уравнение через динамическую проводимость, определялась из самосогласованной системы уравнений относительно концентрации и температуры носителей заряда, предложенной в [6].

Усиление ТГц плазмонов в графене с накачкой из узкозонного полупроводника

На рис. 2 представлен инкремент ТГц плазмонов в исследуемой структуре в зависимости от частоты ТГц плазменной волны при практически достижимом уровне мощности накачки. Показано, что инкремент мощности ТГц плазменных волн на десятки процентов превосходит аналогичную величину в графене, рассчитанную для структуры с инжекцией электронов с боковых контактов и вертикальной инжекцией дырок с затвора, предложенной в [8], для одинаковой частоты плазменной волны. Достаточно большие величины инкремента ТГц плазмонов по сравнению величинами инкремента фотонов на той же частоте обусловлены медленной скоро-

стью распространения плазменных волн по сравнению со скоростью электромагнитных волн на той же частоте и высоким уровнем инверсии носителей заряда в графен при изучаемом типе накачки графена.

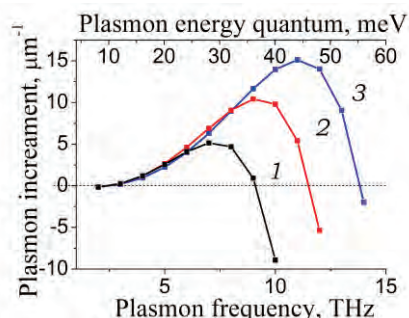


Рис. 2. Инкремент ТГц плазмонов в структуре с диффузионной накачкой из узкозонного полупроводника для различных величин мощности накачки 0.1 кВ/мм^2 – кривая 1), 0.3 кВ/мм^2 – кривая 2 и 1 кВ/мм^2 – кривая 3

Таким образом, в настоящей работе теоретически изучен коэффициент усиления ТГц плазмонов в графене с диффузионной накачкой из узкозонного полупроводника с градиентом запрещенной зоны. Показано, что инкремент мощности ТГц плазменных волн может достигать нескольких единиц на микрометр при практически достижимом уровне мощности накачки, что сопоставимо и несколько превосходит существующие аналоги. Усиление ТГц плазмонов может быть востребованным при создании активных элементов ТГц графеновых плазмонных усилителей и нановолноводов.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 18-37-20004).

Литература

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, *etal.* // *Science*, V. 306, 666 (2004).
2. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji. // *Journal of Applied Physics*, V. 101, 083114 (2007).
3. V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii. // *Pisma v JETF*, V. 89, 70 (2009).
4. A. A. Dubinov, *etal.* // *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 23, 145302 (2011).
5. M. Yu. Morozov, *etal.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 106, 061105 (2015).
6. M. Yu. Morozov, *etal.* // *Optical Engineering*, V. 59, 061606 (2019).
7. M. Jablan, H. Buljan, M. Soljagic // *Phys. Rev. B*, V. 80, 245435 (2009).
8. V. Ryzhii, *etal.* // *Phys. Rev. B*, V. 100, 115436 (2019).

Исследование полупроводниковых зеркал для формирования сверхмощных импульсов микроволнового излучения

С.В. Морозов¹, В.В. Румянцев¹, К.В. Маремьянин^{1,*}, Д.В. Курицын¹, А.А. Дубинов¹, В.Я. Алешкин¹, А.П. Фокин², В.В. Паршин², М.Ю. Глявин², Г.Г. Денисов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 607680.

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, 603950.

*kirillm@ipmras.ru

В данной работе представлены оценки времен жизни и тангенса угла диэлектрических потерь в диапазоне 100-200 ГГц в высокоомном чистом кремнии Si-I; кремнии, легированном амфотерной примесью золота Si:Au; в широкозонных полупроводниках (6H) SiC и CVD поликристаллическом алмазе. Указанные материалы предлагается использовать для управления потоками микроволнового излучения МВт уровня мощности. Для исследования возможности использования CVD поликристаллического алмаза в качестве зеркала СВЧ излучения был измерен его спектр поглощения.

Введение

Для различных актуальных приложений, включая, например, высокоградиентное ускорение элементарных частиц, представляет интерес формирование мощных (десятки МВт) микроволновых импульсов с длительностью в несколько наносекунд. Было продемонстрировано (на уровне мощности около 1 МВт), что в качестве одного из возможных методов модуляции мощного микроволнового излучения можно использовать зеркала из полупроводниковых материалов, отражательные свойства которых меняются при «подсветке» лазерными импульсами оптического диапазона [1-4]. В момент оптического импульса за счет межзонного поглощения на поверхности полупроводника и в некотором приповерхностном слое возникает высокая ($\sim 10^{18-19} \text{ см}^{-3}$) концентрация неравновесных носителей, что приводит к эффективному отражению микроволнового излучения. Фактически в этот момент полупроводник становится металлом. Стоит отметить, что толщина приповерхностного слоя с высокой концентрацией носителей, эффективно отражающего микроволновое излучение, существенно зависит от коэффициента поглощения и от длины волны возбуждения. Таким образом, используя импульсную «подсветку», можно из непрерывного микроволнового излучения формировать импульсы заданной длительности чередуя режимы пропускания и отражения зеркала.

Однако, для создания устройств способных генерировать последовательность импульсов (работать в режиме с достаточно высокой средней мощно-

стью), полупроводниковые материалы должны соответствовать ряду требований, основным из которых является низкий уровень поглощения микроволнового излучения. Если говорить о модуляции или/и формировании СВЧ импульсов мегаватной мощности с помощью полупроводниковых подложек толщиной от 0.5 до 2 мм, то $\text{tg } \delta$ не должен превышать нескольких единиц 10^{-5} . В противном случае заметное поглощение СВЧ излучения приведет к значительному перегреву полупроводника и, как следствие, к его механическому разрушению.

С точки зрения приемлемого $\text{tg } \delta$, среди существующих полупроводниковых материалов возможным представляется использование высокоомного (удельное сопротивление $\rho = 6 \div 40 \text{ кОм}\cdot\text{см}$) чистого кремния Si-i с $\text{tg } \delta \sim (8 \div 1) \cdot 10^{-5}$, карбида кремния (6H) SiC с $\text{tg } \delta \sim (4 \div 2) \cdot 10^{-5}$, кремния легированного амфотерной примесью золота Si:Au с $\text{tg } \delta \sim (4 \div 1) \cdot 10^{-6}$, а так же CVD-алмаза с $\text{tg } \delta \sim (4 \div 2) \cdot 10^{-6}$ [5]. Однако, непрямозонная структура чистого кремния, и, как следствие, большое (несколько миллисекунд) время релаксации носителей, не позволяет формировать микроволновые СВЧ импульсы длительностью меньше 10 нс и реализовывать режимы с частотой следования выше 100 Гц, что ограничивает число возможных приложений.

Известны успешные эксперименты по формированию импульсов излучения в диапазоне 10-500 ГГц при длительности порядка 10 нс, выполненные с использованием кремния, легированного амфотерной примесью золота Si:Au ($\rho > 100 \text{ кОм}\cdot\text{см}$, $\text{tg } \delta \sim$

10^{-6} [5]). В этом случае, низкая концентрация свободных носителей и, как следствие, слабое поглощение связаны с сильной компенсацией остаточных примесей амфотерной примесью золота. Быстрое, в отличие от чистого высокоомного ($\rho = 6 \div 40$ кОм*см) кремния, время межзонной релаксации связано с эффективной безызлучательной рекомбинацией Шокли-Рида-Холла [6], которая для концентрации примеси золота в кремнии $\sim 10^{18}$ см⁻³ составляет единицы нс [7].

Наиболее перспективным, по мнению авторов, с точки зрения малых потерь и механической прочности, представляется использование в качестве зеркал для управления потоками мощного микроволнового излучения широкозонных полупроводников (6H) SiC и CVD поликристаллического алмаза. До недавнего времени, основной сложностью при использовании этих широкозонных материалов (ΔE_g при 300К для (6H) SiC составляет 3.05 эВ, а для CVD алмаза 5.45 эВ) в качестве переключаемых зеркал являлось отсутствие относительно компактных коммерческих импульсных источников межзонного возбуждения с большой мощностью и частотой повторения при энергии кванта больше 5.45 эВ. Однако, в последние несколько лет, благодаря развитию эксимерных лазеров на ArF, источники подсветки для таких зеркал стали коммерчески доступными и позволяют получать мощности импульсного излучения до 300 мДж при длине волны излучения 193 нм, что достаточно для радикальной смены отражательных свойств полупроводника.

Эксперимент

Были проведены первые эксперименты по исследованию свойств CVD поликристаллического алмаза с целью его дальнейшего использования в качестве зеркала для СВЧ излучения МВт уровня мощности. В силу высокой теплопроводности алмаз представляется наиболее привлекательным материалом для сверхмощных импульсов. Был измерен спектр поглощения пленки поликристаллического алмаза толщиной 2 мм в диапазоне длин волн излучения от 180 до 400 нм, чтобы оценить поглощение на длине волны излучения от эксимерного лазера, имеющегося у коллектива авторов. Зависимость поглощения пленки алмаза от длины волны излучения измерялась с помощью решеточного монохроматора, в качестве источника излучения при этом служила дейтериевая лампа ДДС 30, а кремниевый фотодетектор регистрировал сигнал, прошедший через пленку алмаза. Спектр поглощения алмаза представлен на рис. 1.

Спектр поглощения алмаза представлен на рис. 1.

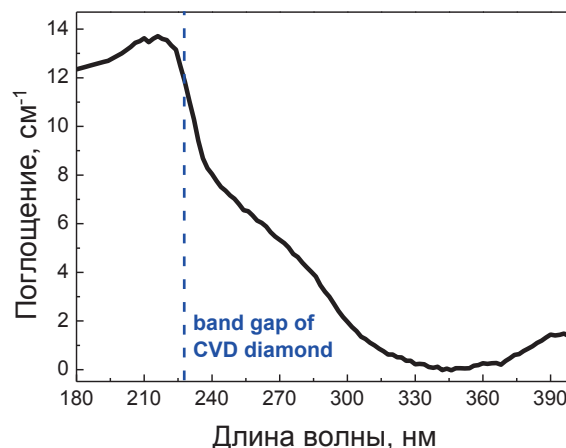


Рис. 1. Спектр поглощения пленки поликристаллического алмаза толщиной 2 мм

Таким образом, в данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и сравнительный анализ времен жизни и тангенса угла диэлектрических потерь в диапазоне 100-200 ГГц для различных полупроводниковых материалов, перспективных для использования в качестве зеркал СВЧ излучения МВт мощности. Можно утверждать, что наиболее перспективным материалом (с учетом существующих эксимерных лазеров) является CVD алмаз.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-79-10112).

Литература

1. А.А. Вихарев, Г.Г. Денисов и др. // Известия вузов. Радиофизика **50**, 866 (2007).
2. M. Kulygin, G. Denisov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves **33**, 638 (2012).
3. S. Mitsudo, et al. // Proc. 39th International Conference IRMMW-THz, Tucson, AZ, US, 2014.
4. J. F. Picard, S. C. Schaub et al. // Appl. Phys. Lett. **114**, 164102 (2019).
5. В. В. Паршин, М. Ю. Третьяков и др. // Известия вузов. Радиофизика **52**, 583 (2009).
6. Абакумов, В. Н. и др. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. — С.-Петербург.: Петербургский институт, 1997. — 376с.
7. Милнс, А. Г. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. — М.: Мир, 1977. — 562с.

Квантование угла Фарадея в двумерном электронном газе двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток в присутствии спин-орбитального взаимодействия и перпендикулярного магнитного поля

Е.А. Морозова, А.А. Перов*, А.С. Рульков

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*19perov73@gmail.com

Рассмотрен эффект квантования угла поворота плоскости поляризации низкочастотного электромагнитного излучения, прошедшего через слой двумерного электронного газа двоякопериодической полупроводниковой сверхрешетки, находящегося в режиме квантового эффекта Холла. Спин-орбитальное (СО) взаимодействие в газе носителей учитывалось по типу Рашба. Показано, что в низкочастотном пределе, когда частота падающей волны много меньше характерной циклотронной частоты компонента тензора проводимости $\sigma_{xy}(\omega) \approx \sigma_{xy}(0)$, для которой рассчитано целочисленное холловское квантование. Связь угла поворота плоскости поляризации прошедшей волны с компонентами тензора проводимости определяет квантование угла Фарадея.

Предметом модельного теоретического исследования является магнитооптический эффект Фарадея в двумерном электронном газе двоякопериодической поверхностной сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашба в присутствии внешнего перпендикулярного плоскости газа магнитного поля. Расчеты квантовых состояний носителей были проведены для электронного газа с параметрами, типичными для системы *GaAs/InGaAs* с относительно сильным взаимодействием Рашба [1].

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(x, y)$, где $\hat{H}_0 = (\hat{p} - eA/c)^2 \hat{E}/2m^* + (\alpha/\hbar) (\hat{\sigma}_x(\hat{p}_y - eA_y/c) - \hat{\sigma}_y(\hat{p}_x - eA_x/c)) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z$,

$V(x, y) = V_0(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a)$ – периодический потенциал сверхрешетки. Здесь a – период сверхрешетки, $\hat{p}_{x,y}$ – компоненты оператора импульса, $A = \{0, Hx, 0\}$ – векторный потенциал магнитного поля, m^* – эффективная масса электрона, $\hat{\sigma}$ – матрицы Паули, α – параметр СОВ Рашба, g – фактор Ландэ, μ_B – магнетон Бора. Собственная функция гамильтониана \hat{H} , удовлетворяющая условию периодичности Блоха-Пайерлса, имеет вид [3]

$$\psi_k(x, y) = \sum_{n=1}^p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp(ik_x[lqa + nqa/p]) \times \exp(2\pi i y [lp + n]/a) \{A_{0n}(\mathbf{k})\psi_{0nlk}^+ + \sum_{S=1}^{+\infty} (A_{Sn}(\mathbf{k})\psi_{Snlk}^+ + B_{Sn}(\mathbf{k})\psi_{0nlk}^-)\},$$

где спиноры ψ_{0nlk}^+ , ψ_{Snlk}^+ и ψ_{Snlk}^- – собственные функции гамильтониана \hat{H}_0 , определенные в [3], $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$ есть число квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки, p и q – взаимно простые числа. Коэффициенты $A_{Sn}(\mathbf{k})$ и $B_{Sn}(\mathbf{k})$ удовлетворяют системе обобщенных уравнений типа Харпера. При условии, когда СО расщепление уровней Ландау $\Delta E_{SO} \sim V_0 \ll \hbar\omega_c$, система уравнений распадается на группы из $2p$ уравнений, отвечающих уровню Ландау, расщепленному СО взаимодействием. На рис.1 представлена зависимость положения магнитных подзон Ландау в зависимости от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку сверхрешетки.

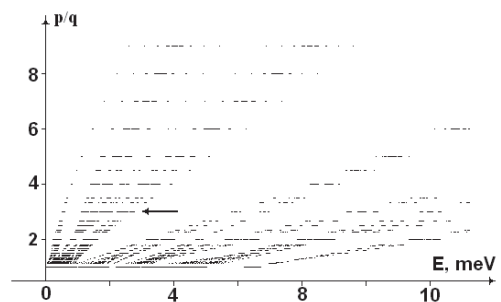


Рис. 1. Зависимость положения магнитных подзон от числа квантов магнитного потока через элементарную ячейку для электронного газа в гетеропереходе *GaAs/In_{0,23}Ga_{0,77}As* поверхностной сверхрешеткой ($m^* = 0.05 m_0$, $\alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} \text{eV} \cdot \text{m}$, $g = -4.0$, $a = 80 \text{ nm}$, $V_0 = 1 \text{ meV}$)

Воздействие на систему нормально падающей линейно поляризованной электромагнитной волны частоты ω , распространяющейся вдоль орта ex , было учтено по теории возмущений [3]. Зависимость компонент тензора проводимости от частоты определяется выражением:

$$\sigma_{ij}(\omega) = \frac{ie^2}{8\pi\hbar\omega} \sum_{k,\mu,\nu} v_{k,\mu,\nu}^i v_{k,\mu,\nu}^j f_{k\mu}(1 - f_{k\nu}) \delta(E_{k\nu} - E_{k\mu} - \hbar\omega),$$

где $\hbar\omega_{k,\mu,\nu} = E_{\mu}(\mathbf{k}) - E_{\nu}(\mathbf{k})$, $f_{k\mu}$ – функция распределения Ферми, $v_{k,\mu,\nu}^i, v_{k,\mu,\nu}^j$ – матричные элементы оператора скорости. В низкочастотном пределе можно положить $\sigma_{xy}(\omega) = \sigma_{xy}(0)$ [2]. В результате кондактанс σ_{xy}^{μ} полностью заполненной μ -й подзоны определялся как интеграл по магнитной зоне Бриллюэна от кривизны Берри $\Omega_{\mu}(\mathbf{k})$ – топологической характеристики магнитных блоховских состояний:

$$\sigma_{xy}^{\mu} = \frac{e^2}{h} \int_{k \in \text{МЗВ}} \Omega_{\mu}(\mathbf{k}) d^2\mathbf{k}, \text{ где}$$

$$\Omega_{\mu}(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi^2} \left(-l_H^2 + i \sum_{\nu \neq \mu} \left[\frac{\left(\sum_{mm'} d_m^{\mu*}(\mathbf{k}) d_{m'}^{\nu}(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{mm'}}{\partial k_x} \right)}{(E_{\mu}(\mathbf{k}) - E_{\nu}(\mathbf{k}))^2} \times \left(\sum_{ll'} d_l^{\nu*}(\mathbf{k}) d_{l'}^{\mu}(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{ll'}}{\partial k_y} \right) - c. c. \right] \right).$$

Здесь $H_{mm'}$ – матричные элементы гамильтониана \hat{H} , $d_m^{\mu}(\mathbf{k})$ – собственные векторы гамильтониана \hat{H} , $E_{\mu}(\mathbf{k})$ – законы дисперсии в магнитных подзонах. Тогда имеет место закон квантования холловского

кондактанса электронного газа для случая СО взаимодействия Рашба (рис. 2).

Компоненты тензора проводимости вместе с показателем преломления n_s ($InGaAs$: $n_s = 3,6$) определяют величину угла поворота плоскости поляризации в эффекте Фарадея. Для двумерного электронного газа толщиной d ($d=100$ нм):

$$\theta_F \approx \frac{Re(\sigma_{xy})}{\sigma_{xx}} \left[1 + \frac{1}{Z_+ \sigma_{xx}} \right]^{-1}, Z_{\pm} = d/[c(n_s \pm 1)]$$

$$\theta_F(\sigma_{xx} \rightarrow 0) \approx Re(\sigma_{xy}) \frac{d}{c} \frac{1}{(n_s + 1)},$$

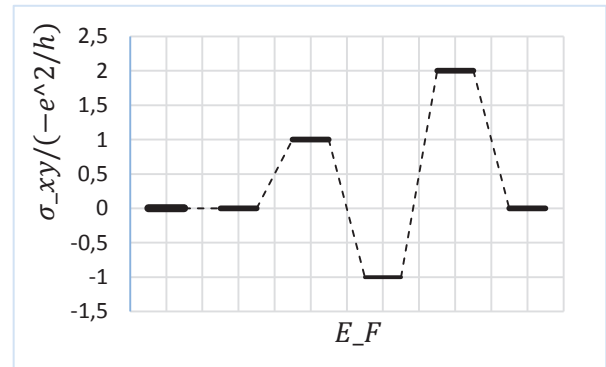


Рис. 2. Закон квантования холловского кондактанса электронного газа в гетеропереходе $GaAs/In_{0,23}Ga_{0,77}As$ полностью заполненных магнитных подзонах при $p/q = 3/1$.

Закон квантования холловского кондактанса определяет квантование фарадеевского угла.

Литература

1. V.Ya.Demikhovskii, A.A.Perov//Phys. Rev. B75, 205307 (2007).
2. В.А. Волков, С.А. Михайлов// Письма в ЖЭТФ,42 (11), 450 (1985).
3. А.А. Перов, А.С. Рульков, Е.А. Морозова, Е.С.Золина//ЖЭТФ, 151(5),974 (2017).

Структура и фотолюминесценция плёнок сульфиды мышьяка, модифицированных непрерывным лазерным излучением

А.В. Нежданов^{1*}, Д.А. Усанов^{1§}, М.А. Кудряшов¹, А.И. Машин¹

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*nezhdanov@phys.unn.ru, §usanov@phys.unn.ru

В работе показана возможность синтеза аморфных плёнок As-S с содержанием мышьяка от 35 до 55 ат.% PECVD-методом из элементарных компонент. Обнаружено, что модификация сфокусированным лазерным излучением (473 нм) приводит к формированию микро/нано- кристаллических включений, тип которых зависит от основных структурных единиц исходной плёнки. Для плёнки с составом As₅₅S₄₅ обнаружено появление кристаллической фазы диморфита (α -As₄S₃). Модификация приводит к появлению фотолюминесценции, положение максимума которой изменяется в зависимости от состава в диапазоне 1,8–2,05 эВ.

Введение

Давно известно, что свойства аморфных объемных халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) и их пленок зависят от двух типов разупорядочения: структурного и стехиометрического. Контролируя степень упорядочения, можно в широком диапазоне управлять свойствами этих материалов. При получении пленок ХСП методом PECVD существенным фактором, влияющим на степень разупорядочения осажденных пленок, является наличие неравновесной плазмы в процессе осаждения.

Свойства пленок можно модифицировать посредством внешнего воздействия, например, облучением лазерным излучением или нагревом/отжигом в вакууме, на воздухе или в атмосфере инертного газа.

Известно, что пленки системы As-S обладают способностью изменять свои структурные и оптические свойства под воздействием света, что выражается в виде фотопотемнения, фотопросветления, фотокристаллизации и прочих эффектов, вызванных перестройками структуры аморфной сетки. В зависимости от мощности облучения, кроме оптического воздействия могут наблюдаться и термические эффекты, вызванные локальным разогревом образца и, в случае достаточно высоких температур, его расплавлением (или размягчением) с последующим затвердеванием. В результате такого процесса может наблюдаться частичная кристаллизация пленки с формированием кристаллических нановключений, тип которых зависит от состава, стехиометрии и структуры исходного образца. В ряде случаев

появление таких нановключений приводит к возникновению фотолюминесценции [1]. Формирование этих включений также важно с точки зрения возможного их применения в областях медицины [2], оптоэлектроники и интегральной оптики [3].

Целью данной работы было получение и исследование взаимосвязи между структурой и оптическими свойствами халькогенидных пленок системы As-S различного состава и изучение влияния воздействия лазерного излучения на них.

Методика эксперимента

Серия образцов сульфиды мышьяка была получена с использованием методики плазмохимического осаждения из установки, подробно описанной в более ранних работах [4]. Температура подложки поддерживалась постоянной на уровне 5°C. В качестве материала подложки использовался кристаллический NaCl (200).

Исследование состава образцов проводилось с помощью рентгеновского микроанализа на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором -MaxN 20 (Oxford Instruments). Структура полученных плёнок ХСП, исследованная методами рентгеновской дифракции, была аморфная. Спектры комбинационного рассеяния (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Возбуждающее излучение фокусировалось 100х объективом с числовой апертурой 0,9. Мощность лазерного излучения изменялась в пределах от 1мкВт до 1 мВт. Спектры КРС были получены в

схеме на отражение в диапазоне 50-900 см^{-1} . Исследование фотолуминесценции в диапазоне от 500 до 1100 нм проводилось с использованием лазера, работающего на длине волны 473 нм.

Локальный лазерный отжиг проводился на воздухе, на установке NTEGRA Spectra с использованием длины волны 473 нм.

Результаты

В работе, показана возможность синтеза аморфных плёнок As-S с содержанием мышьяка от 35 до 55 ат.% PECVD методом из элементарных компонент. Выявлена взаимосвязь между составом, структурой и оптическими свойствами. Варьирование состава плёнок от $\text{As}_{35}\text{S}_{65}$ к $\text{As}_{55}\text{S}_{45}$ сопровождается изменением основных структурных единиц: от пирамид $\text{AsS}_{3/2}$ к cage-like ячейкам As_4S_4 и As_4S_3 , что, в свою очередь, сдвигает оптическую ширины запрещённой зоны от 1,87 до 2,42 eV.

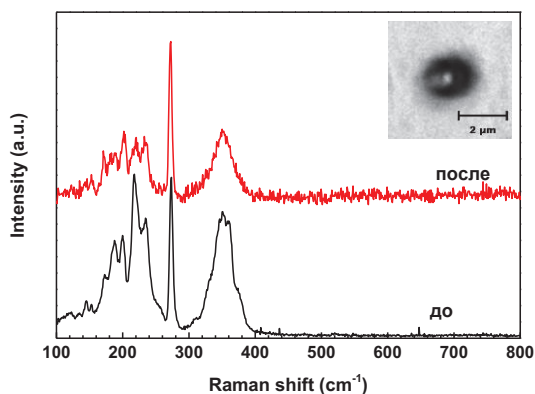


Рис. 1. Спектры КРС образца $\text{As}_{55}\text{S}_{45}$ до и после модификации (вставка - конфокальной микроскопия модифицированной области (5x5 мкм))

Обнаружено, что модификация сфокусированным лазерным излучением (473 нм) приводит к формированию микро/нано- кристаллических включений, тип которых зависит от основных структурных единиц исходной плёнки. Из данных КРС (рис.1) для плёнки с составом $\text{As}_{55}\text{S}_{45}$ обнаружено появление кристаллической фазы диморфита ($\alpha\text{-As}_4\text{S}_3$). О чём говорит, согласно данным работы [5], сужение

полосы в области 280-420 см^{-1} и рост интенсивности пиков на частотах 171, 202 и 272 см^{-1} .

Продемонстрировано, что модификация приводит к появлению ФЛ, положение максимума которой изменяется в зависимости от состава в диапазоне 1,8 – 2,05 эВ.

На рисунке 2 приведена фотолуминесценция плёнки с составом $\text{As}_{55}\text{S}_{45}$, до и после воздействия лазером. Наличие пика ФЛ в области 2 эВ связывается с формированием кристаллических включений диморфита ($\alpha\text{-As}_4\text{S}_3$).

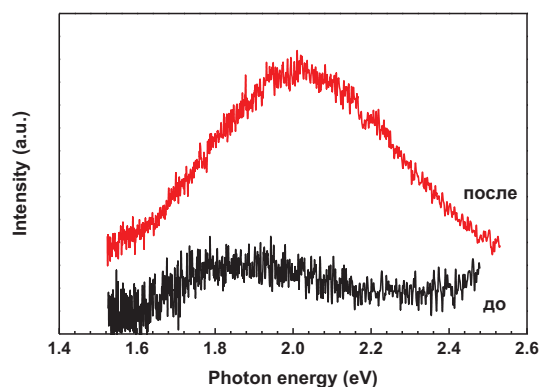


Рис. 2. Спектры ФЛ образца $\text{As}_{55}\text{S}_{45}$ до и после модификации

Работа выполнена в рамках базовой части гос. задания Минобрнауки России № 3.6507.2017/8.9.

Литература

1. J. Wang, K.P. Loh, Z. Wang, Y. *et al.* // *Angew. Chemie Int. Ed.*, V. 48, 6282 (2009).
2. Z. Bujňáková, P. Baláž, P. Makreski *et al.* // *J. Mater. Sci.*, V. 50, 1973 (2015).
3. S. Wong, M. Deubel, F. Pérez-Willard *et al.* // *Adv. Mater.*, V. 18, 265 (2006).
4. L. Mochalov, M. Kudryashov, A. Logunov, S *et al.* // *Superlattice. Microst.*, V. 111, 1104 (2017).
5. Ewen, Peter John Spence, Raman spectra and structure of glasses in the arsenic-sulphur and arsenic-selenium systems, (1979).

Многоямный InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазер с InGaP блокирующим слоем в окрестности активной области

С.М. Некоркин^{1,*}, Н.В. Байдусь¹, И.В. Самарцев¹, А.В. Ершов¹, А.А. Афоненко², Д.В. Ушаков²

1 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

2 Белорусский государственный университет, просп. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

*nekorkin@nifti.unn.ru

Предложена конструкция многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазера со смещенной активной областью (к р⁺-эмиттеру) и дополнительным легированным InGaP слоем, предназначенным для снижения заселенности волноводных слоев. Продемонстрирована устойчивая генерация на волноводной моде второго порядка с пиковой мощностью излучения 106 Вт при импульсной токовой накачке длительностью 200 нс.

Введение

Многоямные гетеролазеры могут работать в режиме непосредственной стыковки с объектами облучения, где расходимость в дальнем поле можно не учитывать. Работоспособность лазерной структуры с волноводом шириной 5 мкм с 20 квантовыми ямами была показана в работе [1]. В [2] проведено теоретическое сравнение мощностных характеристик лазеров со сверхшироким волноводом на основе InGaAs/GaAs/AlGaAs. Лазерные гетероструктуры имели 20 напряженных квантовых ям InGaAs, барьер между которыми включал слои GaAsP для компенсации упругих напряжений. Для снижения заселенности волноводных слоев и уменьшения поглощения носителями было предложено ввести в структуру дополнительный (блокирующий) легированный широкозонный слой из InGaP, согласованного с GaAs.

В настоящей работе, с целью проверки возможности включения дополнительного широкозонного слоя в окрестность активной области со стороны п⁺-эмиттера лазерной структуры, предложена конструкция многоямного InGaAs/AlGaAsP гетеролазера с 10 квантовыми ямами (InGaAs) с легированным InGaP блокирующим слоем.

Экспериментальные образцы и методика эксперимента

Лазерная структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложке GaAs. Общая толщина волновода составляла 4,6 мкм, где толщина активной области –

0,8 мкм. В состав активной области вошли блокирующий n-InGaP (10нм) и компенсирующие GaAsP (13 нм) слои, разделяющие квантовые ямы. Положение квантовых ям было сдвинуто от центра волновода в сторону р-эмиттера. Толщины эмиттерных (ограничивающих) слоев n-AlGaAs и p-AlGaAs составляли по 0,5 мкм.

На основе выращенной гетероструктуры методом имплантации Н⁺ вне контактной области была сформирована полосковая геометрия лазерных диодов. Ширина полоскового контакта составила 360 мкм. Чипы шириной 500 мкм с одним полосковым контактом и длиной резонатора 1 мм выкалывались из эпитаксиальной пластины и напаивались на медную платформу индиевым припоем структурой вниз. Зеркалами лазеров для одной части образцов служили сколотые грани гетероструктуры, а для другой – нанесенные методом электроннолучевого испарения на сколотые грани излучающей апертуры просветляющие и отражающие диэлектрические покрытия. Отражающее покрытие имело коэффициент отражения $R = 0,97$, а просветляющее – $R = 0,03$.

Для измерения спектральных зависимостей и диаграмм направленности излучения образцов лазерных диодов применялся импульсно-периодический режим токовой накачки с длительностью импульса 200 нс и частотой повторения 1,4 кГц. Импульсный режим накачки был использован для измерения пиковой мощности излучения. Максимальная (пиковая) мощность излучения определялась по максимальному значению импульса напряжения на фотоэлементе ФК-19.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведены типичные спектральные зависимости излучения образцов лазерных диодов без диэлектрических зеркал от тока накачки. При увеличении тока накачки спектральный максимум имел тенденцию смещаться в коротковолновую сторону. При токе накачки 15 А максимум спонтанного излучения соответствовал 995 нм. Условия накачки и конструктивные особенности структуры способствовали уменьшению эффекта разогрева активной области и как следствие движению спектральной линии (в длинноволновую область) при увеличении тока накачки.

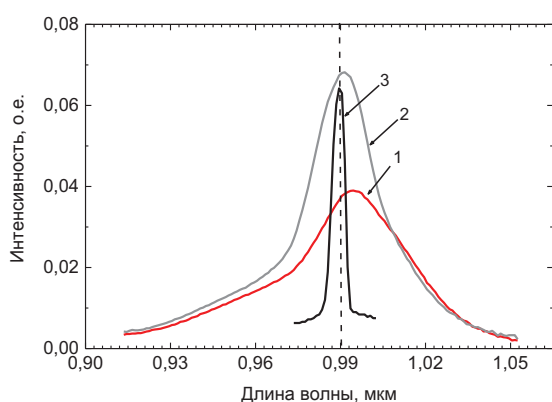


Рис. 1. Спектр излучения лазерных диодов без диэлектрических зеркал от тока накачки: 1 – 15 А, 2 – 20 А, 3 – 30 А

Спектральный максимум линии генерации был зафиксирован на длине волны излучения 990 нм при токе накачки 30 А. Спектральная ширина при этом составляла 6 нм.

На рисунке 2 приведена диаграмма направленности излучения лазерного диода. Исследования и анализ картины дальнего поля в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, показали наличие многомодового излучения в допороговом режиме ($I_{\text{нак}} = 15$ А). При токе накачки 30 А лазерная генерация в основном осуществляется на моде второго порядка, о чем свидетельствуют наличие двухлепестковой диаграммы направленности и расстояние между её максимумами интенсивности. Выход излучения через подложку (наличие узких пиков) на исследуемых лазерах не наблюдался. Хотелось отметить, что эффект частичного выхода излучения через

подложку наблюдался на диаграмме направленности многоямного гетеролазера рассмотренного в работе [1].

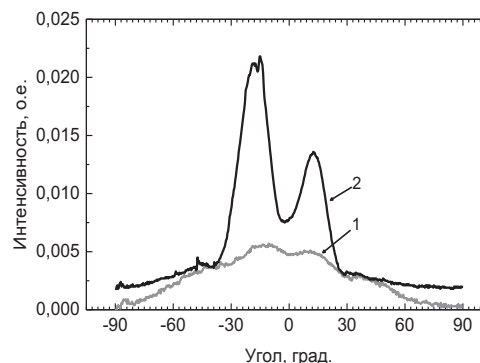


Рис. 2. Диаграмма направленности излучения лазерных диодов без нанесенных диэлектрических зеркал в плоскости перпендикулярной *p-n* переходу. 1 – 15 А, 2 – 30 А

Максимальная пиковая мощность лазерных диодов без диэлектрических зеркал при импульсной накачке составила 24 Вт. Наличие диэлектрических зеркал способствовало значительному увеличению выходной мощности до 106 Вт. Необходимо проведение дополнительных исследований влияния диэлектрических зеркал на энергетические характеристики многоямных гетеролазеров.

Таким образом, предложенная конструкция десятиямного InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазера со смещенной активной областью и блокирующим слоем в окрестности активной области продемонстрировала свою работоспособность, а достигнутая мощность излучения сопоставима с мощностью излучения 20-ти ямного лазера, предложенного в работе [1].

Литература

1. Н.В. Байдусь, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков и др. // Полупроводниковые лазеры: физика и технология: Программа и тезисы докладов конф. – С.-Пб., 13-16 ноября 2018г. – С.93.
2. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, Н.В. Байдусь и др. // Полупроводниковые лазеры: физика и технология: Программа и тезисы докладов конф. – С.-Пб., 13-16 ноября 2018г. – С.49.

Экситонные состояния прямого и непрямого края фундаментального поглощения в бислоях WSe_2

С.Н. Николаев^{1,*}, М.А. Чернопицкий¹, К.А. Савин^{1,2}, В.С. Кривобок¹, Е.Е. Онищенко¹, В.С. Багаев¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп. 53, Москва, 119991

² МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

*nikolaev-s@yandex.ru

Отработаны методы получения и контроля толщины атомарно-тонких пленок WSe_2 . Исследована люминесценция бислоев WSe_2 при уменьшении температуры до 5К. Показано, что при низких температурах тонкая структура спектра излучения вблизи прямого края собственного поглощения определяется рекомбинацией А-экситонов, находящихся в основном или возбужденном состоянии. Обнаружены новые линии излучения, связанные с дефектами в пленке.

Введение

В последнее время большое развитие получило направление физики твердого тела, связанное с исследованием слоистых полупроводников, в частности дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ). К настоящему времени показана перспективность использования атомарно тонких пленок ДХПМ для создания различных оптоэлектронных устройств. Одним из ограничений применимости слоистых полупроводников, вне зависимости от метода их получения, является недостаточное понимание процессов многочастичных взаимодействий, возникающих при высокой плотности носителей заряда в двумерной системе, которую формирует атомарно тонкая пленка. Данная работа посвящена исследованию экситонной люминесценции вблизи прямого и непрямого краев фундаментального поглощения в бислоях WSe_2 .

Образцы и методика эксперимента

Образцы были получены «top-down» технологией (вставка на рис. 1). Тонкие пленки наносились на поверхность подложки SiO_2/Si , их толщина предварительно определялась по контрасту изображения в оптическом микроскопе [1]. На полученных бислоях были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) при температурах 5 – 300 К. Источником лазерного возбуждения служил непрерывный одномодовый лазер с длиной волны 532 нм. Оптическое возбуждение и сбор излучения образцов осуществлялись по конфокальной схеме одним и тем же микрообъективом. Лазерное излучение фокусиру-

валось на поверхности образца в пятно размером 3 – 4 мкм, плотность мощности ~ 100 Вт/см². Люминесцентное излучение анализировалось при помощи решеточного спектрометра и регистрировалось охлаждаемым ПЗС-приемником. Для перемещения пятна по поверхности образца и корректировки фокусировки лазерного пучка использовалась оптическая схема 4f-сканера.

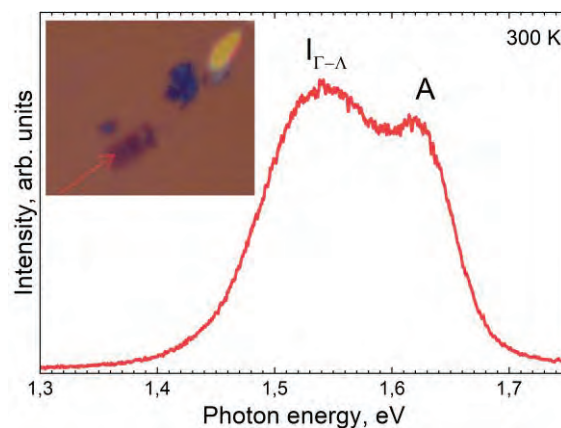


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции пленки WSe_2 при температуре 300 К. Обозначены линии люминесценции, связанные с непрямым краем собственного поглощения I и прямым – А. На вставке показан пример оптического изображения бислоя WSe_2

Результаты и обсуждение

Рисунок 1 иллюстрирует спектр ФЛ бислоя WSe_2 при комнатной температуре. Положение линии А-экситона (1.65 эВ) и непрямого перехода I (1.4 – 1.55 эВ) согласуется с литературными данными [2]. При низких температурах в бислое доминируют процессы рекомбинации, соответствующие

непрямому краю фундаментального поглощения (рис. 2). Тонкую структуру полосы в районе 1.54 эВ следует приписать испусканию различных фононов, соответствующих Λ точке зоны Бриллюэна. Бесфононный переход (X^i), возникновение которого возможно за счет рассеяния экситонов на дефектах, расположен в районе 1.566 эВ. Полосу $X^i+P_A(\Lambda)$, следует приписать рекомбинации непрямого экситона с одновременным испусканием акустического фонона. Более интенсивная полоса $X^i+P_O(\Lambda)$ соответствует процессам, при которых испускается оптический фонон. Особенности широкой полосы (EHD) не характерны для экситонно-примесных комплексов, либо фононных повторений экситонной люминесценции. Данная полоса может быть следствием рекомбинации носителей в конденсированной фазе.

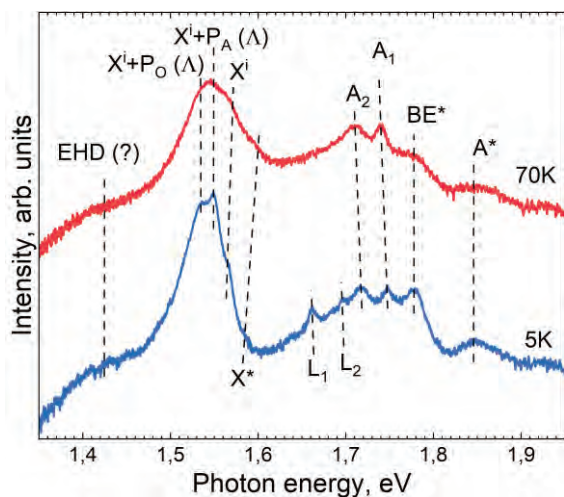


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции пленки WSe_2 толщиной в 2 монослоя при температуре 5 К (нижняя кривая) и 70 К (верхняя кривая)

Процессы, соответствующие прямому краю собственного поглощения, также регистрируются в спектрах низкотемпературной ФЛ (рис. 2, 3). Для анализа вклада различных каналов излучательной рекомбинации в спектр ФЛ образца, полученные данные аппроксимировались набором гауссианов

(рис. 3). Линии A^1 и A^2 — излучение А-экситона в монослое и бислое соответственно, L_1 и L_2 — излучение локализованных на примеси и отрицательно заряженных экситонов в монослое. Было обнаружено две новые линии. Первая представляет собой достаточно широкую полосу (D), расположенную в области 1.7 эВ. Ввиду большой ширины мы связываем эту линию с переходами зона-примесь. Вторая линия (BE^*) расположена выше по энергии (1.778 эВ), чем полосы А-экситона в монослое и бислое, поэтому не может быть связана с собственным излучением WSe_2 . Оценка энергии активации этой линии составила 16 мэВ.

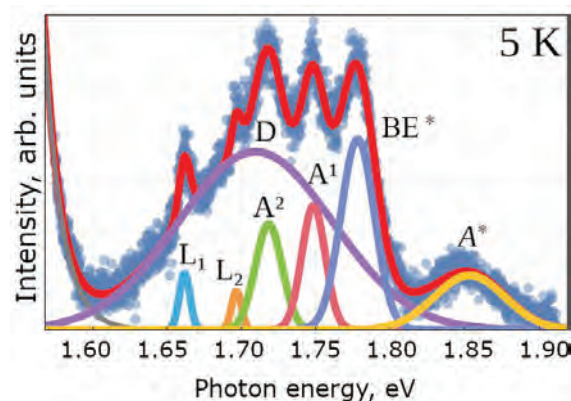


Рис. 3. Аппроксимация низкотемпературной люминесценции WSe_2 , содержащей бислои и монослои, набором гауссианов

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-72-00235 (подготовка образцов, их предварительная характеристика) и РФФИ а 18-02-01129 (низкотемпературная фотолюминесценция).

Литература

1. H. Li, J. Wu, X. Huang *et al.* // *ACS Nano*, 7(11), 10344 (2013).
2. W. Zhao, R. M. Ribeiro, M. Toh *et al.* // *Nano Letters*, 13 (11), 5627-5634 (2013).

Изучение природы фотолюминесценции при 1235 нм в кремнии при облучении кремния и системы SiO₂/Si тяжелыми ионами

А.А. Никольская, Д.С. Королев, А.А. Конаков, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Р.И. Муртазин, Д.А. Павлов, К.Р. Мухаматчин, М.О. Марычев, Д.И. Тетельбаум*

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Н. Новгород, 603950.

*tetelbaum@phys.unn.ru

Обнаружена новая линия фотолюминесценции в кремнии при 1235 нм, возникающая при облучении кремния и системы SiO₂/Si ионами криптона с последующим высокотемпературным отжигом. Предполагается, что данная линия обусловлена излучением, связанным с образованием включений гексагонального кремния – фазы 9R-Si в подложке кремния. Обсуждаются возможные механизмы образования данной фазы.

Введение

Для перехода к новому поколению оптоэлектронных устройств необходимо создание источников и приемников света, интегрированных в единой монокристаллической структуре. Использование для этого основного материала современной электроники – кремния – затруднено в связи с особенностями его зонной структуры. Поэтому весьма важно найти способ улучшения его люминесцентных свойств за счет внешних воздействий. Таким внешним воздействием может стать ионная имплантация – традиционный метод микроэлектроники. В данной работе в основном исследовались свойства полосы фотолюминесценции (ФЛ) при 1235 нм, возникающей в кремнии при облучении кремния и системы SiO₂/Si ионами Kr⁺ с последующим отжигом. Предполагается, что источником ФЛ служит гексагональная фаза 9R-Si, образующаяся в Si у границы с пленкой SiO₂. Исследована также ФЛ образцов кремния без пленки SiO₂, облученного в режиме, имитирующем радиационные повреждения кремния под пленкой при указанном облучении системы SiO₂/Si.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов при облучении использовались пластины *n*-Si (100), часть которых была покрыта термически выращенным SiO₂ с толщинами пленки от 90 до 160 нм. Имплантация ионов Kr⁺ в систему SiO₂/Si проводилась с энергией 80 кэВ и дозой 5·10¹⁶ см⁻². Средний проецированный пробег ионов Kr⁺, согласно расчетам по программе SRIM [1], составлял 52 нм. Для пластинок кремния без SiO₂ проводилась имплантация ионов Kr⁺ с энергией 9 кэВ и дозой 2,5·10¹³ см⁻² и ионов

O⁺ с энергией 6 кэВ и дозой 1·10¹⁵ см⁻². Облученные образцы подвергались отжигу при температуре 800 °С в течение 30 мин в атмосфере осушенного азота. Исследования поперечного среза методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводилось на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония). Фотолюминесцентные свойства исследовались при возбуждении лазером с длиной волны 405 нм с вариацией мощности от 0,1 до 125 мВт. Измерения ФЛ проводились в широком диапазоне температур от 9 до 140 К.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведен спектр ФЛ образца кремния с термической пленкой SiO₂ (160 нм), облученного ионами криптона с последующим отжигом. Аналогичные спектры наблюдались и для других исследованных образцов с пленкой. На спектре наблюдаются три линии ФЛ. Линии при 1127 и 1317 нм известны из литературы как линия излучения экситонов в *c*-Si и «дефектная» линия, связанная с междоузельными атомами кремния, соответственно. Наибольший интерес представляет линия при 1235 нм, ранее не наблюдавшаяся в кремнии.

Характерной структурной особенностью исследованных образцов является наличие в них фазы включений 9R-Si, расположенных в кремнии на границе с пленкой SiO₂ (рисунок 2). Логично предположить, что линию при 1235 нм можно отнести к излучательным переходам в 9R-Si. Об этом также свидетельствуют результаты расчета зонной структуры фазы 9R-Si, сделанного нами ранее [2], которые дали значение энергии непрямого перехода в

9R-Si, весьма близкое к энергии фотонов, соответствующей длине волны 1235 нм.

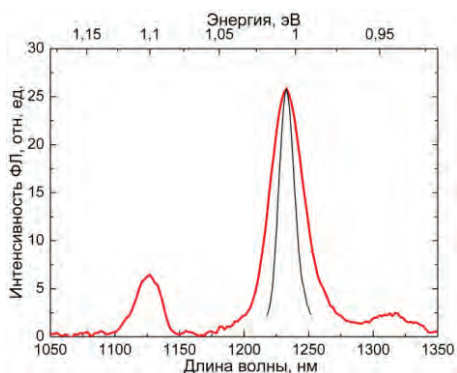


Рис. 1. Спектр ФЛ образца кремния с пленкой $\text{SiO}_2(160 \text{ нм})$, подвергнутого облучению ионами Kr^+ с последующим отжигом (перед измерением ФЛ слой SiO_2 был удален). Температура измерения – 9 К, мощность лазера – 60 мВт. Тонкой линией показана истинная ширина пика с учетом инструментальной погрешности

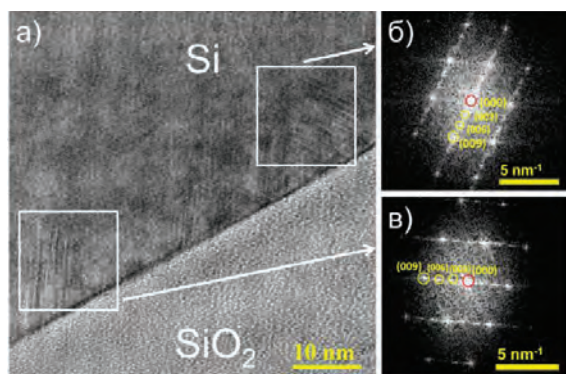


Рис. 2. Снимок ПЭМ высокого разрешения образца $\text{SiO}_2(140 \text{ нм})/\text{Si}$, подвергнутого облучению ионами Kr^+ с последующим отжигом (а). Фурье-преобразование выделенных квадратами областей (б, в)

Предполагается, что образование гексагональной фазы 9R-Si обусловлено следующими факторами. При облучении пленки SiO_2 в ней возникают механические напряжения, релаксация которых при отжиге реализуется в форме фазового превращения в подложке на границе с пленкой. Одним из факторов, способствующих образованию рассматриваемой фазы, может служить воздействие радиационных дефектов, генерируемых в подложке проникающими в нее ионами Kr^+ и атомами отдачи, а также дополнительное легирование пограничной с пленкой SiO_2 области кислородом, выбиваемым из пленки. Для проверки этой гипотезы образец кремния без пленки был облучен ионами Kr^+ с энергией 9 кэВ и дозой $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

При таких режимах в приповерхностной области Si образуется приблизительно такой же профиль смещенных атомов (по форме и концентрации), какой имеет место (согласно расчету по SRIM [1]) в случае облучения Kr^+ системы SiO_2/Si с толщиной пленки 160 нм. Другой образец Si, наряду с таким же облучением ионами Kr^+ , был дополнительно облучен ионами кислорода (6 кэВ, $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$), при этом число имплантированных атомов кислорода приблизительно равнялось числу атомов отдачи этой примеси, попадающих в подложку при облучении системы $\text{SiO}_2(160 \text{ нм})/\text{Si}$. Затем оба образца отжигались так же, как и облученные Kr^+ образцы SiO_2/Si .

Измерение ФЛ показало, что для образца Si без пленки, облученного только Kr^+ , люминесценция при 1235 нм не обнаружена, а для образца, облученного обоими видами ионов, полоса при 1235 нм наблюдается, хотя и более слабая, чем та, которая имела место при облучении системы SiO_2/Si . Данный факт согласуется с указанной выше гипотезой. По-видимому, совместное влияние проникших в подложку радиационных дефектов и атомов отдачи кислорода приводит к образованию зародышей фазы 9R-Si, которые в условиях действия механических напряжений разрастаются в более крупные включения этой фазы. Часть этих зародышей даже в случае облучения Si без пленки может укрупняться и образовывать включения 9R-Si фазы, ответственной за наблюдаемую полосу ФЛ. О наличии таких зародышей свидетельствовали данные просвечивающей электронной микроскопии.

В работе исследованы особенности поведения линии 1235 нм в зависимости от температуры и мощности возбуждения. Для обнаруженных закономерностей дана физическая интерпретация.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (18-32-20168) и в рамках госзадания Минобрнауки. Никольская А.А. признательна за поддержку программы «УМНИК» (№13192ГУ/2018).

Литература

1. J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, V. 268, 1818–1823 (2010).
2. A.A. Nikolskaya, D.S. Korolev, A.N. Mikhaylov *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 113, 182103 (2018).

Влияние концентрации сурьмы на энергию оптических переходов в слоях n-Ge

А.В. Новиков*, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, В.Я. Алешкин, П.А. Бушуйкин, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, А.Н. Яблонский, З.Ф. Красильник

1 Институт физики микроструктур РАН, GSP-105, Нижний Новгород, 607680.

*anov@ipmras.ru

Из анализа спектров фотолюминесценции Ge:Sb слоев, выращенных на Si(001) и Ge(001), выявлены экспериментальные зависимости влияния концентрации Sb на энергию прямого и непрямого оптического перехода в n-Ge. Получены аппроксимационные зависимости уменьшения ширины запрещенных зон от концентрации электронов и примеси. Показано, что с ростом уровня легирования ширина прямой запрещенной зоны n-Ge уменьшается быстрее, чем непрямо. Это может быть дополнительным фактором увеличения вклада от прямых оптических переходов в сигнал ФЛ n-Ge слоев с ростом уровня их легирования.

Введение

Германий является одним из первых полупроводников, в которых исследовалось влияние легирования на изменение ширины энергетических зон, так называемый «эффект сужения зон» (band gap narrowing, BGN) [1]. В последние 10 лет наблюдается возобновление интереса к этому эффекту в n-Ge из-за потенциальной возможности создания на этом материале источников излучения для Si фотоники [2]. Однако в работах по исследованию BGN в n-Ge информация о его величине извлекается из анализа спектров фотолюминесценции (ФЛ) структур, выращенных на Si, в которых доминирует сигнал от прямого перехода [2]. В результате анализ BGN для не прямых переходов из спектров ФЛ n-Ge/Si слоев приводит к большому разбросу экспериментальных данных [2]. В тоже время в сигнал ФЛ n-Ge слоев, выращенных на Ge, заметный вклад дают оба типа оптических переходов [3].

В настоящей работе представлены результаты влияния концентрации Sb на энергию оптических переходов в n-Ge, полученные из анализа спектров ФЛ Ge:Sb слоев, выращенных на Si и Ge. Исследованы n-Ge слои с различной степенью электрической активации Sb, что позволило разделить влияние концентрации примеси и электронов на зонную структуру Ge.

Методика эксперимента

Ge:Sb слои были выращены методом МПЭ на Si(001) и Ge(001) подложках. Подробно описание структур и результаты исследования их свойств представлены в [3, 4]. Исследованы Ge:Sb слои с концентрацией сурьмы до $N_{Sb}=4.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и концентрацией электронов до $N_e=1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Их

спектры ФЛ измерены при комнатной температуре с использованием оптической накачки на $\lambda=808 \text{ нм}$. Для количественного описания эффекта BGN для прямого оптического перехода был выполнен расчет состояний электронов в Г-долине зоны проводимости и в валентной зоне с помощью кр-метода (четырёхзонная модель, гамильтониан 8×8). При этом учитывалось различная деформация Ge:Sb слоев, выращенных на Si и Ge [3, 4]. Из этих расчетов были вычислены вероятности оптических переходов электронов из Г-долины зоны проводимости в зоны легких и тяжелых дырок. Также для моделирования сигналов ФЛ от прямых оптических переходов использовалось выражение:

$$PL_r = A_r [E - E_r]^2 \left(\frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{\eta_r(E - E_r) - E_{Fr}}{kT}\right\}} \right) \left(\frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{(1 - \eta_r)(E - E_r) - E_{Fp}}{kT}\right\}} \right) \quad (1),$$

а для не прямых:

$$PL_L = A_L [E - E_L]^2 \left(\frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{\eta_L(E - E_L) - E_{FnL}}{kT}\right\}} \right) \left(\frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{(1 - \eta_L)(E - E_L) - E_{Fp}}{kT}\right\}} \right) \quad (2),$$

где A_r и A_L – нормировочные коэффициенты; E_{FnL} и E_{FnL} – положение квазиуровня Ферми для электронов в Г и L долинах, соответственно; E_{Fp} – положение квазиуровня Ферми для дырок; k – постоянная Больцмана; T – эффективная температура, $\eta_r=0.91$ и $\eta_L=0.41$ – отношение приведенной эффективной массы для электрона в соответствующей долине и дырки к массе этого же электрона. E_r в (1) – энергия прямой запрещенной зоны, а E_L в (2) – энергия непрямого оптического перехода, которая отличается от энергии не прямой запрещенной зоны E_L на энергию фонона в Ge.

Величина BGN для прямого (BGN_r) и непрямого (BGN_L) оптических переходов определялись как

разница соответствующих энергий для легированного и легированного Ge слоя.

Результаты и их обсуждение

В спектрах ФЛ слоев Ge:Sb/Ge(001), в отличие от слоев Ge:Sb/Si(001), наблюдаются сигналы, как от прямых, так и от непрямых оптических переходов (рис. 1). Рост уровня легирования Ge слоев приводит к существенному сдвигу сигналов ФЛ от обоих переходов в область меньших энергий (рис. 1). Данный сдвиг связан с проявлением эффекта BGN.

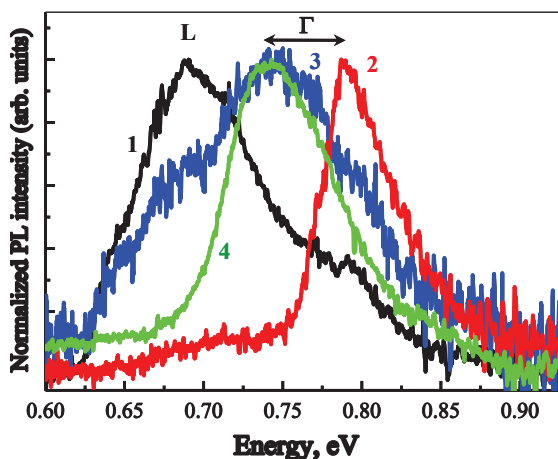


Рис. 1. Спектры ФЛ слабо ($N_{\text{Sb}} < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, спектры 1 и 2) и сильно ($N_{\text{Sb}} > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, спектры 3 и 4) легированных Ge:Sb слоев, выращенных на Ge (спектры 1 и 3) и Si (2 и 4)

Значения $BGN_{\Gamma}(N_e)$, полученные для выращенных на различных подложках Ge:Sb слоев с долей электрически активной Sb $\sim 100\%$, близки друг к другу (рис. 2). Выражение $BGN_{\Gamma}(\text{мэВ}) = 16 \times (N_e/10^{19})^{0.66}$, полученное в [2] для структур n-Ge/Si(001), позволяет достаточно хорошо описать экспериментальные данные только для высоких ($N_e > 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) концентраций электронов (рис. 2). Наилучшую аппроксимацию для экспериментальных данных во всем исследованном диапазоне N_e дает выражение $BGN_{\Gamma}(\text{мэВ}) = 25.6 \times (N_e/10^{19})^{0.44}$ (рис. 2), которое близко к зависимости $BGN_{\Gamma} \sim (N_e)^{1/2}$, используемой в классической работе [1] для описания эффекта BGN в n-Ge. Зависимость $BGN_L(N_e)$ для Ge:Sb/Ge(001) структур хорошо описываются линейной зависимостью $BGN_L(\text{мэВ}) = 3.4 \times (N_e/10^{19})$, полученной в [2] для Ge:Sb/Si(001) структур (рис. 2). Для всех исследованных значений N_e величина $BGN_L < BGN_{\Gamma}$ (рис. 2). Это означает, что с увеличением уровня легирования энергетическая разница между прямой и непрямой запрещенными зонами

n-Ge уменьшается. Это может быть дополнительным фактором роста заселенности энергетических состояний в Γ -долине и увеличения вклада от прямых оптических переходов в сигнал ФЛ n-Ge слоев с ростом уровня их легирования донорами.

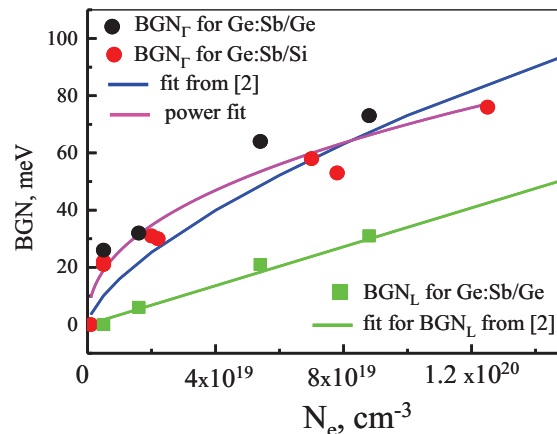


Рис. 2. Концентрационная зависимость BGN_{Γ} и BGN_L для n-Ge слоев, выращенных на Si и Ge. Линиями показаны аппроксимационные зависимости $BGN_L(N_e)$ и $BGN_{\Gamma}(N_e)$ из работы [2] и аппроксимационная зависимость $BGN_{\Gamma}(N_e)$, полученная в настоящей работе (сиреневая линия)

Анализ ФЛ Ge:Sb слоев, доля электрически активной Sb в которых $< 100\%$, показал, что величина BGN_{Γ} в них продолжает увеличиваться с ростом N_{Sb} . При этом не наблюдается корреляции изменения BGN_{Γ} с измеренной различными методами N_e . Зависимость $BGN_{\Gamma}(N_{\text{Sb}})$ в пределах экспериментальных погрешностей может быть описана тем же выражением, что использовалось для описания зависимости $BGN_{\Gamma}(N_e)$ в структурах с полной электрической активацией Sb (рис. 2).

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00771.

Литература

1. С. Хаас // Phys. Rev. V. 125, 1965 (1962).
2. Ch. Xu, J. Kouvetakis, J. Menéndez // J. Appl. Phys. V. 125, 085704 (2019).
3. А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, и др. // ФТП Т. 53, 1354 (2019).
4. D.V. Yurasov, A.V. Antonov et al. // J. Crystal Growth V. 491, 26 (2018).

Анализ нелинейных искажений сигналов в полевых транзисторах с 2D газом до и после воздействия нейтронов

С.В. Оболенский[§], Е.А. Тарасова*, С.В. Хазанова, А.С. Пузанов, Н.Н. Григорьева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, 603600, Нижний Новгород.

thelen@yandex.ru, § obolensk@rf.unn.ru

Работа посвящена моделированию нелинейных искажений сигнала в классических транзисторах Шоттки (ПТШ) и транзисторах с двумерным электронным газом (HEMT) на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs/InP оригинальным методом с учетом модуляции скорости носителей заряда вдоль канала HEMT в условиях усиления в режиме «большого» сигнала.

Введение

В современной наноэлектронике широко используются полевые транзисторы с каналом из слоя узкозонного полупроводника, формирующего квантовую яму, в которой образуется двумерный электронный газ (HEMT). Используются структуры на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs/InP. Нелинейные искажения сигнала в полевых транзисторах традиционно связывают с нелинейной передаточной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) [1, 2].

В работе [3] изучалось влияние различных профилей распределения легирующей примеси в канале классических транзисторов с затвором Шоттки (без квантовой ямы) на нелинейность сток-затворных вольт-амперных характеристик. Показано, что при равномерном распределении примесей, т.е. когда $N_1=N_2$ (см. рис. 1), нелинейность передаточной ВАХ выше, чем в случае, когда $N_1 < N_2$.

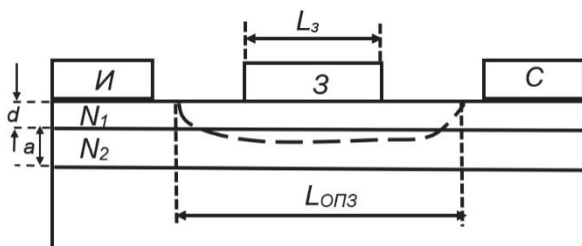


Рис. 1. Исследуемый транзистор. В случае классического ПТШ предполагалось, что оба слоя состоят из GaAs, а в случае HEMT второй слой представлял собой квантовую яму

Известно, что ток, протекающий в канале транзистора, зависит не только от концентрации электронов, но и от их скорости [4]. При реализации усиления в режиме «большого» сигнала, за счет изме-

нения размеров области пространственного заряда затвора Шоттки ($L_g = 100$ нм) наблюдается модуляция длины канала транзисторов в пределах 150–400 нм. Тогда за счет квазибаллистических эффектов переноса электронов вдоль канала транзисторов средняя скорость носителей может в несколько раз меняться на каждом периоде колебаний усиливаемого сигнала. Указанное будет сильно сказываться на линейности передаточной ВАХ и искажениях сигнала. Ранее эти вопросы детально не исследовались. Открытым остается вопрос о влиянии нейтронного воздействия на интермодуляционные искажения усилителей на основе HEMT.

Моделирование

В работе расчет зонных диаграмм исследуемых структур и профилей распределения электронов проводился с использованием физико-топологической модели в квазигидродинамическом приближении [1]. Результаты расчётов сравнивались с данными, полученными с помощью численного решения согласованных уравнений Шредингера и Пуассона [5,6]. Расчет вольт-амперных характеристик проводился как численно, так и по известным из литературы аналитическим моделям [1, 4]. Зависимость скорости электронов в канале транзистора от длины канала считалась известной [2], однако в работе использовалась оригинальная аппроксимация:

$$V_s = 8.5 \cdot e^{-5 \cdot L_k} \cdot 10^7 \text{ см/с},$$

где V_s – скорость электрона в канале транзистора, L_k – длина канала с учетом размеров области пространственного заряда. Указанная зависимость хорошо коррелировала с результатами расчета по оригинальной модели.

Рассматривалось 2 варианта профиля легирования: однородное легирование (расчет передаточных характеристик проводился по формуле 2) и ступенчатый профиль распределения примесей (расчет передаточных характеристик проводился по формуле 3) [3, 4]. Анализировалось влияние параметров канала транзистора на нелинейность ВАХ, с учетом и без учета зависимости скорости носителей заряда от длины канала транзистора [2]. Учет радиационного воздействия проводился путем расчетов параметров полупроводниковых материалов, таких как концентрация и подвижность носителей заряда по известным из литературы формулам [7].

$$U_{отс} = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} N_0 W^2; I = I_0 [1 - \sqrt{(U/U_{отс})}] \quad (2)$$

$$U_{отс} = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} N_2 [W^2 - (1 - N_1/N_2)d^2];$$

$$I = I_0 \left[1 - \frac{\sqrt{(1+(a^2/d^2-1)U/U_{отс})-1}}{a/d-1} \right] \quad (3)$$

$$I_0 = q \cdot n \cdot V_s, \quad \text{где}$$

I_0 – максимальный ток, протекающий в канале транзистора, $U_{отс}$ – напряжение отсечки, W – ширина канала, N_0 – количество примесей при однородном легировании, N_1, N_2 – количество примесей при ступенчатом профиле распределения примесей, a, d – толщины слоев (рис. 1), n – концентрация электронов в канале, V_s – скорость электрона в канале, q – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Описанные в работе методики расчета, позволили выявить влияние расстояния между δ -Si легированным слоем и квантовой ямой (толщина спейсерного слоя), а также влияние степени уровня легирования на электрофизические характеристики НЕМТ.

Результаты расчетов

В работе анализировались передаточные ВАХ транзисторов как с затвором Шоттки, так и НЕМТ. Анализировалась отличие полученных характеристик от линейной зависимости. Предполагалось, что чем больше кривизна рассчитанной характеристики, тем больше будут интермодуляционные искажения.

В работе рассчитывались передаточные ВАХ AlGaAs/InGaAs/GaAs и InGaAs/InAlAs/InP структур. В открытом состоянии для обоих типов транзисторов передаточная ВАХ близка к линейной, искажения минимальны. В режиме отсечки можно

ожидать, что у транзисторов со структурой AlGaAs/InGaAs/GaAs искажения будут более выражены, чем у транзисторов на InGaAs/InAlAs/InP структуре. Получено, что для каналов со всеми типами распределения примесей, нелинейные искажения проходных ВАХ будут выражены сильнее при учете эффекта всплеска скорости.

Известно, что облучение нейтронами вызывает изменение профиля распределения электронов по глубине структуры [7]. Перераспределение примесей в канале и образование кластеров радиационных дефектов в канале транзистора может вызвать частичную компенсацию искажений, вызванных всплеском скорости носителей заряда, что в свою очередь может привести к частичной компенсации интермодуляционных искажений.

Таким образом, при проектировании усилителей на основе современных НЕМТ с длинами каналов 100-500 нм необходимо учитывать не только поперечные изменения концентрации носителей заряда в канале, но и продольные, связанные с эффектом всплеска скорости в канале транзистора.

Литература

1. Е.А. Тарасова, Д.С. Демидова, С.В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников, т. 46, вып. 12, с 1587-1592, 2012 г.
2. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. - Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.
3. R.E. Williams, D.W. Shaw // IEEE Trans. Electron Devices, ED-25, 600, 1978.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Мир, 1984.
5. Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Тихов С.В., Байдусь Н.В. // ФТП, 2015, том 49, выпуск 1. С. 53-57.. № 1. Т. 49. 2015. С. 53-57.
6. Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л. // Физические и физико-химические основы ионной имплантации. РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского., 2018. С. 33
7. Зулиг Р. Радиационные эффекты в ИС на GaAs // Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айнспрука, У. Уиссмана- М.: Мир, 1988.

Формирование омических контактов к слою алмазоподобного углерода, осажденному на изолирующую алмазную подложку

А.И. Охапкин*, П.А. Юнин, Е.А. Архипова, С.А. Краев, С.А. Королев, М.Н. Дроздов, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино Кстовского района Нижегородской области, 603087.

*andy-ohapkin@yandex.ru

В работе описан процесс изготовления омических контактов к слою алмазоподобного углерода (DLC) при осаждении на него последовательности металлических слоёв Au/Mo/Ti. Контакты имели хорошие механические и адгезионные свойства. Их удельное сопротивление варьировалось от $1.4 \cdot 10^{-4}$ до $6.4 \cdot 10^{-5}$ Ом·см² в зависимости от толщины слоя DLC. Показано, что тонкие слои DLC обеспечивают лучшие характеристики омического контакта из-за их более равномерной графитизации в процессе термического отжига.

Введение

Монокристаллический алмаз обладает высокой теплопроводностью, твердостью, химической инертностью. На сегодняшний день он рассматривается как один из наиболее перспективных материалов для будущих полупроводниковых приборов [1]. В то же время не решены многие важные задачи. В частности, большая энергия активации примесей алмаза затрудняет построение приборов с протеканием тока, поскольку усложняется получение омических контактов с низким сопротивлением $\rho_{\text{конт}}$. В литературе описан метод формирования омических контактов к монокристаллу алмаза с применением карбидообразующих металлов [2]. В данной работе представлены результаты первого этапа разработки омических контактов к алмазу с использованием подслоя DLC (Diamond Like Carbon) и металлов Au/Mo/Ti. Использование подслоя DLC заметно улучшает адгезию комбинированных контактов к алмазу, что облегчает выполнение фотолитографических операций. В отличие от известных методов формирования графитовых контактов к алмазу под действием лазерного или ионного облучения [3, 4], использование DLC позволяет формировать тонкие и гладкие контактные слои с заданной толщиной и оптимальным соотношением содержания sp^2/sp^3 - гибридных состояний атомов углерода.

Методика эксперимента

Диэлектрические пленки DLC на монокристаллическом нелегированной HPHT (High-pressure High-temperature) подложке алмаза с ориентацией (001)

получали методом плазмохимического осаждения в установке Oxford Plasmalab 80. Исходные реагенты - газообразный метан и добавка аргона для ионного ассистирования [5]. Пленки DLC переводили в проводящее состояние путем частичной графитизации в процессе быстрого термического отжига в среде аргона при температуре 900 °С в течение 2 мин. на установке AcuThermo AW 410 System. На следующем этапе формирования контактов проводили осаждение металлов методом электронно-лучевого напыления в вакууме.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измеряли с помощью системы Keithley 4200-SCS. Температуру и время отжига выбирали, исходя из предварительных исследований методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) пленок DLC на кремнии. Начиная с 700 °С, происходит существенное изменение в составе пленок: увеличивается доля sp^2 -гибридных связей углерода, что указывает на начало графитизации. При дальнейшем нагреве до 900 °С процесс усиливается и сопровождается потемнением пленок, а также снижением их удельного сопротивления $\rho_{\text{уд}}$ до единиц КОм.

Результаты и обсуждение

В рамках данной работы исследовались контакты с толщиной слоёв DLC 27 и 72 нм на поверхности монокристаллического алмаза. Было обнаружено, что изготовленные контакты гладкие (шероховатость DLC после отжига порядка 1 нм), однородные (Рисунок 1), имеют хорошие адгезионные свойства и практически линейную ВАХ в диапазоне напряжений от -10 до 10 В (Рисунок 2).

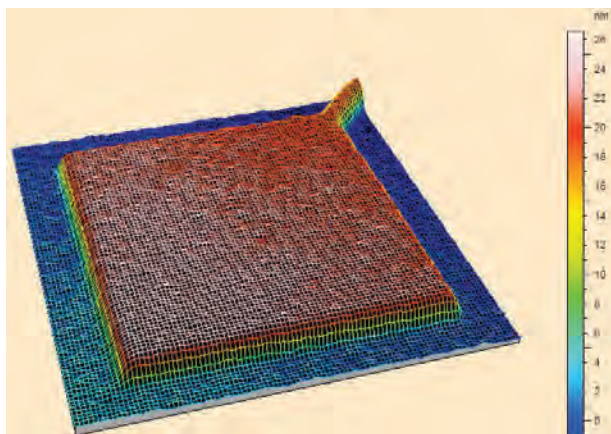


Рис. 1. Изображение с интерферометра белого света пленки DLC (27 нм) на монокристалле алмазе после отжига при 900 °С

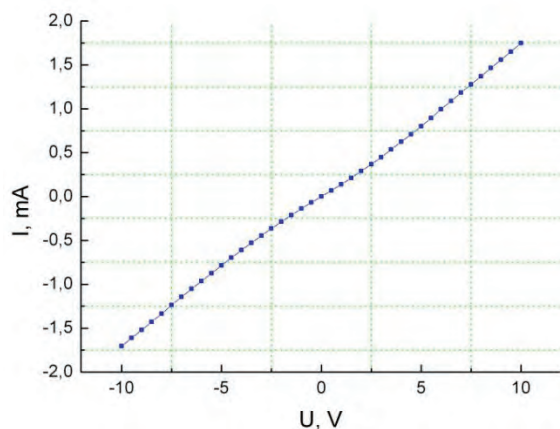


Рис. 2. ВАХ контакта Au/Mo/Ti/DLC

Измерение контактного сопротивления методом TLM (Transmission Line Method) для слоя DLC толщиной 27 нм (Рисунок 3) дало значение $\rho_{\text{конт}} \sim 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ при $\rho_{\text{уд}} \sim 10 \text{ кОм/кв}$. Аналогичные измерения для пленки DLC толщиной 72 нм дали результат на 2 порядка хуже: $\rho_{\text{конт}} \sim 4.7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ при $\rho_{\text{уд}} \sim 4.5 \text{ кОм/кв}$.

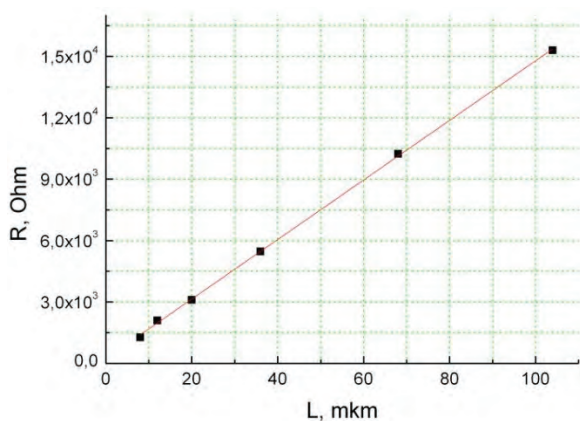


Рис. 3. Данные TLM для контакта Au/Mo/Ti/DLC

Такое различие можно объяснить большей неоднородностью процесса графитизацией толстой пленки DLC при тех же параметрах температуры и времени отжига. Об этом также свидетельствует то, что при последующем дополнительном отжиге толстой пленки DLC при температуре 450 °С в течение 5 минут $\rho_{\text{конт}}$ улучшилось на порядок и составило $1.4 - 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$; также произошло снижение $\rho_{\text{уд}}$ пленки до 2.9 кОм/кв.

В результате проведенных исследований была показана возможность формирования последовательности гладких слоёв Au/Mo/Ti/DLC с хорошими механическими свойствами и необходимой адгезией к монокристаллической изолирующей алмазной подложке. При определённых режимах быстрого термического отжига указанных структур были получены омические контакты к слоям DLC, обладающие достаточно высокой токонесущей способностью. Представленный метод формирования контактов является довольно простым по технологии изготовления, что позволяет применять его для широкого круга задач алмазной микроэлектроники. Полученные результаты открывают возможность перейти к следующему этапу исследований – изучению формирования омического контакта с подслоем DLC к эпитаксиальным слоям алмаза n- и p-типа проводимости, выращенным на подложках с различной кристаллической ориентацией.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-3450.2019.2. В части развития методики ВИМС работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00565. Для изготовления контактов и анализа их характеристик было задействовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. N Donato et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 53, 093001 (2020).
2. T. Tachibana et al. // Phys. Rev. B, 45 (20), 11975 (1992).
3. M. De Feudis et al. // Diamond & Related Materials, 65, 137–143 (2016).
4. S. Rubanov et al. // Diamond & Related Materials, 63, 143–147 (2016).
5. А.И. Охалкин и др. // ФТП, Т. 53, В. 9, С.1229–1232 (2019).

Сравнение эффективности перспективных гетероструктурных умножительных диодов ТГц диапазона частот

Д.Г. Павельев¹, Д.И. Дюков², А.Г. Фефелов², Е.С. Оболенская^{1,*}, А.В. Коротков^{1,2}, С.В. Оболенский^{1,§}

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

² ОАО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603950.

*elizaveta.obolenskaya@gmail.com, §obolensk@rf.unn.ru

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального сравнения эффективности преобразования сигналов для диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток с малым числом периодов с перспективными умножительными гетеробарьерными диодами (варакторами), имеющими вольт-фарадную характеристику параболического вида [1].

Введение

Известно [2, 3], что диоды с нелинейными вольт-амперными и вольт-фарадными характеристиками могут использоваться в умножителях частоты сигналов, а вид нелинейности указанных характеристик определяет насколько эффективным будет преобразование мощности сигнала во вторую, третью и гармоники более высокой кратности. В статье [4], мы уже сравнивали эффективность преобразования сигналов диодами Шоттки и диодами на основе GaAs/AlAs сверхрешеток (СР), имеющих нелинейные вольт-амперные характеристики (рис. 1а), и определили, что умножительный диод на основе сверхрешетки имеет преимущество при использовании гармоник выше 3-ей в диапазоне частот умноженного сигнала 0.1-1 ТГц.

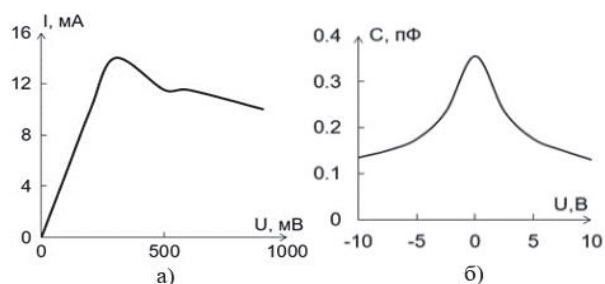


Рис. 1. а) Вольт-амперная характеристика диода на основе GaAs/AlAs 18-периодной сверхрешетки; б) измеренные ВФХ для планарных структур ГБВ содержащих 18 последовательно соединенных барьеров (6x3) при ширине барьерного контакта 150 нм

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального сравнения эффективности преобразования сигналов для диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток [5] улучшенной кон-

струкции (с меньшим числом периодов сверхрешетки), с перспективными умножительными гетеробарьерными диодами (варакторами), имеющими вольт-фарадную характеристику параболического вида [1].

Гетеробарьерные варакторные диоды (ГБВ) являются одними из перспективных активных компонентов для создания эффективных умножителей частоты миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. ГБВ реализуется на эпитаксиальных гетероструктурах, в которых полупроводниковый нелегированный материал с широкой запрещенной зоной InAlAs (барьер) «обложен» с двух сторон легированным материалом с узкой запрещенной зоной InGaAs (модулирующий слой).

В исследуемых СР, мы имеем периодическую систему квантовых ям, разделенных узкими, имеющими значительную туннельную прозрачность, потенциальными барьерами. Таким образом, на рис. 2 представлена общая для гетеробарьерной и сверхрешеточной структуры схема зонной диаграммы.

Отличие диодов заключается в толщине барьеров, что приводит в случае СР диода к нелинейности на ВАХ, а для гетеробарьерного диода – нелинейности на ВФХ. В силу того, что вид нелинейности указанных зависимостей различен, то корректное сравнение возможно при сопоставлении параметров 3-й гармоники выходного сигнала.

Сравнение проводилось путем моделирования характеристик диодов с помощью разработанной ранее модели [5], а также на основе сопоставления экспериментальных данных.

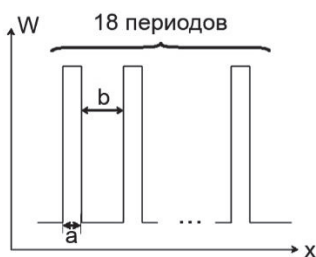


Рис. 2. Слой и зонная диаграмма гетеробарьерной и СП структуры, при нулевом внешнем напряжении. Параметры структур приведены в таблице 1

Таблица 1. Параметры исследуемых структур. Области контактов сильнолегированы: для гетеробарьерной структуры $N_d=10^{19} \text{ см}^{-3}$, для структуры на основе СП $N_d=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

		Толщина (нм)	Уровень легирования $N_d, \text{ см}^{-3}$
СП	Яма (a)	5.08	10^{18}
	Барьер (b)	1.14	10^{18}
ГБВ	Яма (a)	13	Не легирован
	Барьер (b)	5	Не легирован

Результаты

Был изготовлен кристалл ГБВ, содержащий 18 последовательно соединенных барьеров при площади барьерного контакта $10^2\text{-}10^3 \text{ мкм}^2$. На основе изготовленного варактора разработан умножитель частоты на три (табл. 2). Конструктивно умножитель представляет собой гетеробарьерный диод с переменной емкостью (ГБВ), включенный последовательно в микрополосковую линию (МПЛ), помещенную между двумя волноводами. Для сравнения были исследованы планарные диоды на основе GaAs/AlAs-сверхрешетки с площадью активной области $1\text{-}20 \text{ мкм}^2$. Структуры СП состояли из 18 периодов, что соответствует длине 112 нм. Каждый период включал 18 монослоев GaAs и 4 монослоя AlAs (табл.1).

Сравнивались экспериментальные и теоретические спектры сигналов умножителей частоты при его возбуждении сильным сигналом опорной частоты [6] (табл. 2).

Таблица 2. Достигнутые параметры умножителей на основе ГБВ и СП.

Наименование параметра	ГБВ	СП
Рабочий диапазон частот, ГГц	94	90
Коэффициент умножения частоты	3	3
Коэффициент полезного действия	0.14 -0.17	0.08-0.011
Выходная мощность, мВт/ мкм^2	0.05-0.1*	0.01-0.04

*- мощность выходного сигнала (94 ГГц) ГБВ диода составляет свыше 100 мВт на частоте 94 ГГц.

Данные таблицы 2 показывают, что эффективность преобразования и мощность выходного сигнала для утроителя на основе СП примерно в 1.5-3 раза ниже, чем для ГБВ. Это связано с тем, что параболическая зависимость емкости ГБВ от напряжения эффективно преобразует сигнал именно в 3-ю гармонику, тогда как у диодов на СП преимущество заключается в большом наборе достаточно мощных гармоник более высокой кратности (5-й, 7-й и т.д.). Указанное позволяет рекомендовать диоды на основе СП для построения генераторов гармоник диапазона частот 0.1-1 ТГц. Диоды на основе ГБВ наоборот более эффективны в качестве утроителей частоты выходного сигнала повышенной эффективности и высокой выходной мощности.

Литература

1. Е.С. Фелелова, Н.А. Малеев, В.А. Беляков// Сборник трудов XIX Координационного семинара по СВЧ электронике, 79(2017).
2. С.М. Зи Физика полупроводниковых приборов // М.Мир, 567 (1985).
3. М. Шур. Перспективные приборы на основе GaAs // М.Мир, 534 (1990).
4. Д.Г. Павельев и др. // Review of scientific instruments, 78, 043106 (2007).
5. Д.Г. Павельев, Е.С. Оболенская и др.// ФТП, 53(9), 1218(2019).
6. Д.Г. Павельев и др. // ФТП, 46(1), 125(2012).

Методика формирования однородных по толщине структур $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ на больших подложках

Д.А. Павлов, Н.О. Кривулин*, Е.С. Кочугова, А.А. Сушков¹

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

* krno@yandex.ru

Разработана методика формирования однородных по толщине кремний – германиевых структур на больших подложках, проведена проверка ее работоспособности. Экспериментально была решена проблема, характерная для источников германия, использующихся в технологии молекулярно – лучевой эпитаксии (МЛЭ), а теоретически была выявлена закономерность, связанная с влиянием конфигурации конструкции источника на равномерность распределения толщины выращиваемой структуры.

Введение

Среди множества методов вакуумного напыления самыми распространенными являются эпитаксиальные методы. В частности, одним из наиболее известных является молекулярно – лучевая эпитаксия. МЛЭ, по существу, является развитием до совершенства технологии вакуумного напыления тонких пленок. Ее отличие от классической технологии вакуумного напыления связано с более высоким уровнем контроля технологического процесса. Благодаря сверхвысокому вакууму, относительно низкой температуре эпитаксии, а также возможности контролировать параметры формирования структур в процессе роста реализуются достаточно высокие технологические результаты (однородные по толщине структуры, резкие границы перехода, получение различных вариаций кристаллических структур и т.д.) [1].

Методика эксперимента

Несмотря на распространенность кремний – германиевых полупроводниковых структур, имеются трудности с получением равномерных по толщине слоев на больших подложках. Это связано, в первую очередь, с тем, что источник германия, в альтернативных методах получения структур на основе технологии МЛЭ, является точечным, что препятствует получению слоев германия больших площадей.

Данная проблема решается нами посредством использования в качестве источника германия графитового стержня с небольшим количеством выемок под расплав германия (Рис. 1.), где каждая секция в отдельности представляет собой точечный источ-

ник. Тем самым формируется линейный поток вещества.

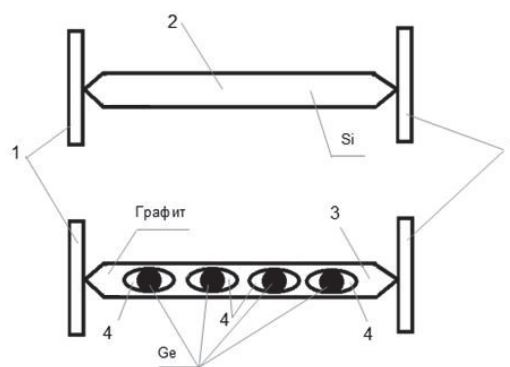


Рис. 1. Резистивный испарительный блок для вакуумной эпитаксии кремний – германиевых структур. Цифрами обозначены следующие элементы: 1- токопроводящие стержни; 2 – кремниевый брусок; 3 – графитовый брусок; 4 – выемки под расплав германия [2]

Для данного источника были получены профили распределения толщин плёнки Ge (Рис. 2. и Рис. 3).

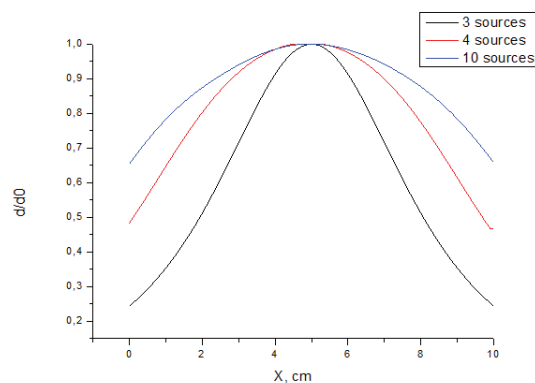


Рис. 2. Профиль распределения толщины пленки германия для источника длиной 10 см

Была выявлена закономерность, связанная с тем, как наличие нескольких точечных источников германия, расположенных вдоль испарителя, влияют на профиль распределения толщины германиевой пленки в зависимости.

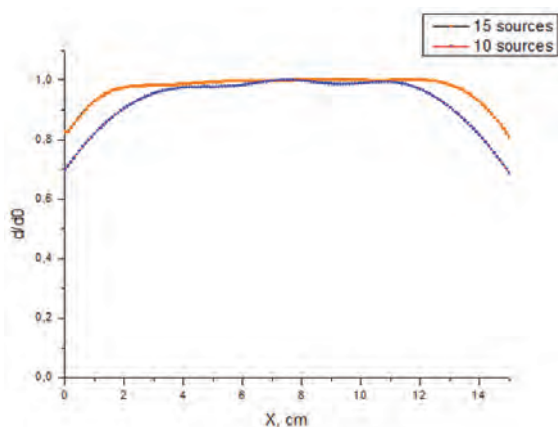


Рис. 3. Профиль распределения толщины пленки германия для источника длиной 15 см

Однако помимо теоретических расчетов важно учитывать и конструктивные составляющие установки. Так, например, в рамках данной работы был разработан и опробован ряд конструкций нагреваемых держателей для подложки. Продемонстрируем, например, разработанную нами конструкцию нагреваемого держателя для подложки, представленную ниже.

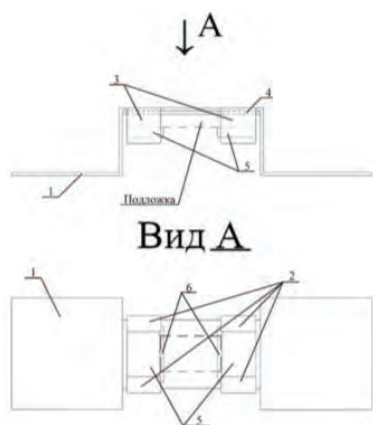


Рис. 4. Конструкция нагреваемого держателя для образца [3]. Цифрами обозначаются следующие элементы: 1 – танталовая пластина; 2 – танталовые зажимы; 3–5 – поликорковые пластины; 6 – напускные концы

Результаты и обсуждение

Была решена актуальная проблема, связанная с получением однородных по толщине $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ структур на больших подложках путем изменения конструкции источника германия, так как в альтернативных методах на основе технологии МЛЭ источник являлся точечным.

Теоретически была выявлена закономерность, связанная с влиянием конфигурации конструкции источника на равномерность распределения толщины выращиваемой структуры, которая показала, что чем больше точечных источников расположен вдоль графитового стержня и чем больше его площадь, тем более однородная формируется структура по толщине.

Так же были сконструированы и опробованы различные конструкции нагреваемых держателей для подложки. При их разработке учитывались: удобство загрузки/выгрузки образца, возможность избегания диффузии атомов и равномерный разогрев держателя.

Таким образом, наша методика формирования структур $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ упрощает процесс получения однородных по толщине слоев и делает ее менее энергозатратной и доступной.

Литература

1. Майссел Л., Глэнг Р. Технология тонких пленок. Москва: Советское радио, 1977. Том 1. 664 с.
2. Кривулин Н.О., Павлов Д.А. Резистивный испаритель для вакуумной эпитаксии кремний-германиевых структур // Патент России №180030, 2018.
3. Кривулин Н.О., Кочугова Е.С., Павлов Д.А. Блок фиксации нагреваемой подложки в вакуумной камере с жесткими зажимами фиксирующих керамических пластин // Патент России №191198, 2019.

Связанные состояния в континууме в одномерной фотонике

П.С. Панкин¹, Б.-Р. Ву², Ж.-Х. Янг², К.-П. Чен², И.В. Тимофеев^{1,*}, А.Ф. Садреев¹

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, Красноярск, 660036.

² National Chiao-Tung University, Gaofa 3rd Road, 301, Tainan, 71150 Taiwan.

* tiv@iph.krasn.ru

Предсказано и экспериментально обнаружено связанное состояние в континууме в одномерной слоистой анизотропной оптической структуре. Эта структура представляет собой набор периодически чередующихся диэлектрических пластинок, который оканчивается анизотропным слоем и покрыт металлическим зеркалом. При падении света под углом Брюстера брэгговская дифракция запирает свет только для одной линейной поляризации. Приводится аналитическое описание, согласующееся с точным расчетом методом анизотропной матрицы переноса Берремана. Связь поляризованной дефектной моды с континуумом ортогонально поляризованных состояний пропорциональна углу наклона оптической оси дефектного слоя. При обращении связи в ноль добротность резонанса резко возрастает.

Введение

Связанное состояние в континууме (ССК) – это уникальное свойство квантовой частицы, которая имея достаточную энергию, чтобы покинуть потенциальную яму, остается привязанной к ней. Пример такой потенциальной ямы был предложен в 1929 году фон Нейманом и Вигнером [1], но долгое время рассматривался как математическая экзотика, пока в 1985 Фридрих и Винтген [2] не опубликовали идею полной деструктивной интерференции. Идея может быть реализована в объемном резонаторе [3], в котором легко добиться вырождения состояний с одинаковой симметрией, но не может в одномерной квантовой механике в силу отсутствия вырождения. Однако учет спина электрона меняет кардинально этот вывод.

В докладе предлагается аналитически решаемая спиновая модель (рис. 1), демонстрирующая ССК за счет деструктивной интерференции резонансов с противоположным спином. Таблица 1 устанавливает аналогию спиновых состояний и спин-поляризованного ССК с поляризациями света и поляризованным ССК в одномерном фотонном кристалле (ФК) [4]. Оптическое двулучепреломление в слое жидкого кристалла обеспечивает два деструктивно интерферирующих резонанса с двумя поляризациями в одномерном фотонном кристалле. Такое предельное понижение размерности упрощает изготовление структуры. В экспериментальных спектрах отражения наблюдается резонанс с пере-страиваемой добротностью. Отмечаются приложения в лазерах, фильтрах и сенсорах. Обсуждаются новые типы связанных состояний в континууме на примерах спинтронных и фотонных систем.

Таблица 1. Квантово-оптическое соответствие

Квантовая механика	Оптика
электрон	фотон
$\psi, \partial\psi/\partial x$	E, H
спин	поляризация
энергия	квадрат частоты
$ \downarrow\rangle$	ТЕ-волна
$ \uparrow\rangle$	ТМ-волна
магнитное поле	ось анизотропии

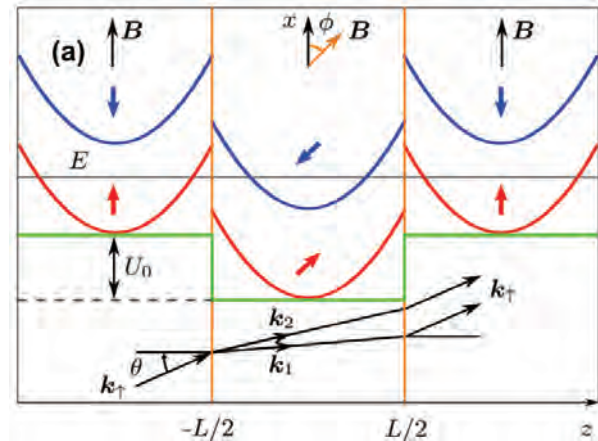


Рис. 1. Простейшая одномерная спиновая модель для иллюстрации ССК. За пределами центрального слоя магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси x , внутри центрального слоя поле \mathbf{B} наклонено на угол ϕ . Электрон со спином вверх падает под углом θ с энергией ниже спектра со спином вниз и распадается на два канала, определяемых k_1 и k_2

Одномерная оптическая структура

Одномерный ФК изготовлен из изотропных материалов, 8 пар слоев SiO_2 толщиной 145 нм и TiO_2

толщиной 94 нм (Рис. 2,а). Он имеет различную зонную структуру для ТМ- и ТЕ-поляризованных волн. ФК прозрачен для ТМ-волн, падающих под углом Брюстера, но благодаря наличию фотонной запрещенной зоны непрозрачен для ТЕ-волн. Поэтому ТЕ-моды, локализованные между ФК и металлическим зеркалом, могут сосуществовать с континуумом распространяющихся ТМ-волн. Для связывания ортогонально поляризованных волн в резонатор вводится анизотропный слой, оптическая ось которого параллельна плоскости слоев ФК. В качестве данного слоя был выбран слой планарно ориентированного жидкого кристалла (ЖК) 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5СБ) толщиной 1.05 мкм. Связью ТЕ- и ТМ-волн можно управлять вращением структуры в плоскости слоев или поворотом падающего светового луча по конусу с углом раствора, равным удвоенному углу Брюстера. Величина азимутального угла ϕ между плоскостью падения и оптической осью ЖК определяет величину

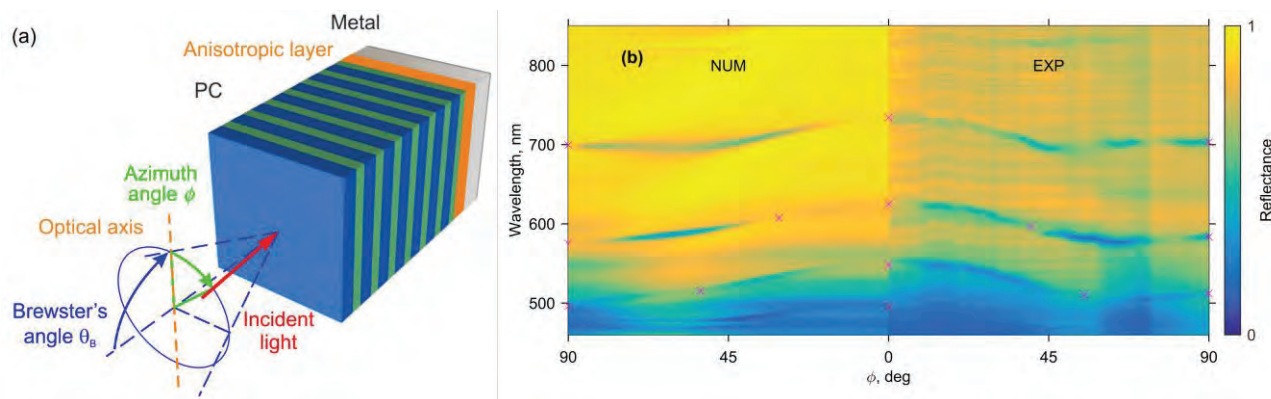


Рис. 2. (а) Анизотропный слой жидкого кристалла между металлическим зеркалом и одномерным фотонным кристаллом. При падении света под углом Брюстера р-поляризованный свет образует континуум распространяющихся волн, а s-поляризованный свет локализуется на частотах в фотонной запрещенной зоне. (б) Спектр отражения. Рассчитанные и измеренные ССК показаны крестиками

Данная экспериментально реализованная слоистая структура существенно оптимизирует теоретически рассмотренную ранее анизотропную слоистую структуру [4]. Общее количество слоев уменьшено вдвое, анизотропный слой всего один. Чувствительность ЖК-материала к внешним полям облегчает управление величиной связи континуума и локализованных мод. Демонстрация ССК в одномерной фотонике упрощает наблюдение этих экзотических состояний, а также позволяет надеяться на реализацию аналогичных одномерных структур в спинтронике.

связи локализованных мод с континуумом, их спектральное положение и добротность. Когда оптическая ось ЖК лежит в плоскости падения ($\phi = 0$) или перпендикулярна ей ($\phi = 90^\circ$), связь между ТМ- и ТЕ-волнами отсутствует – локализованные моды можно рассматривать как тривиальные ССК, защищенные симметрией. Важная особенность данной структуры состоит в возможности существования нетривиальных ССК для промежуточных углов $0 < \phi < 90^\circ$. Возникновение ССК этого типа связано с деструктивной интерференцией, блокирующей связь локализованных ТЕ-мод с ТМ-континуумом. Преобразование одного типа поляризации в другой прекращается для углов ϕ , при которых анизотропный слой эквивалентен целоволновой фазовой пластинке, сохраняющей поляризацию прошедшего через нее света. Аналитическое решение для зонной структуры и ССК согласуется с экспериментальными и численными спектрами (Рис. 2,б).

Литература

1. J. von Neumann and E. P. Wigner // *Phys. Zeitschrift* 30, 465–467 (1929).
2. H. Friedrich and D. Wintgen // *Phys. Rev. A* 32, 3231–3242 (1985).
3. Sadreev, A. F.; Bulgakov, E. N. & Rotter, I. // *Physical Review B*, 73, 235342 (2006).
4. I. V. Timofeev, D. N. Maksimov, and A. F. Sadreev // *Phys. Rev. B* 97, 024306 (2018)

Роль неидеальности решётки в люминесцентном отклике 2D фотонных кристаллов, сформированных на структурах с наноструктурами Ge(Si)

А.В. Перетокин^{1,3}, С.А. Дьяков², С.М. Сергеев³, Е.В. Скороходов³, М.В. Шалеев³,
А.В. Новиков³, М.В. Степихова^{3,*}

1 НГТУ им. Р.Е. Алексеева, ул. Минина, 24, 603155 Нижний Новгород, Россия

2 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, 143005 Москва, Россия

3 Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия

*mst@ipm.sci-nnov.ru

Представлена программа анализа параметров решетки 2D фотонных кристаллов (ФК), сформированных на базе кремниевых структур с наноструктурами Ge(Si), по снимкам сканирующей электронной микроскопии. Обсуждаются особенности люминесцентного отклика ФК с отверстиями разной эллиптичности.

Введение

Как известно, форма и упорядоченность отверстий ФК, влияют на его люминесцентный отклик, в частности: на интенсивность сигнала фотолюминесценции (ФЛ), особенности спектрального отклика, наличие или отсутствие процессов резонансного взаимодействия активной среды с модами ФК и их проявление в спектрах ФЛ, добротность и ширину линий наблюдаемых резонансов [1,2]. В работе представлены результаты анализа параметров ряда 2D фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si), обсуждаются их люминесцентные свойства. Для оценки параметров отверстий и решетки ФК используется специально для этих целей написанная в среде Matlab программа анализа снимков сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).

Оценка параметров решетки ФК из снимков сканирующей электронной микроскопии

Как правило, СЭМ снимки являются полутоновыми изображениями (рис. 1б), т.е. цвета пикселей в них задаются смешением чёрного и белого цветов и каждому пикселю можно присвоить значение от 0 (чёрный) до 1 (белый), которое будет являться соотношением белого и чёрного цветов.

Границы отверстий на снимках СЭМ, или сами отверстия отличаются по тону (яркости) от остального ФК. Поэтому, для нахождения границ отверстий

мы преобразовываем изображение в двухцветное, для этого задаем некое пороговое значение, и пиксели со значением выше заданного преобразуем в белые (1), а ниже – в чёрные (0) (рис. 1а).

Далее, по набору белых пикселей, являющихся отверстиями или контурами отверстий, методом наименьших квадратов строятся соответствующие эллипсы (рис. 1а) и проводится оценка их параметров: угол поворота, длины осей и эксцентриситет. После оценки всех отверстий, проводится статистическая обработка данных, и строятся соответствующие гистограммы (рис. 1в).

Одной из проблем при решении задач такого рода является верное определение максимального количества отверстий. Для этого нужно подбирать вручную корректное значение порогового тона (обычно от 0.4 до 0.7).

Другой проблемой является необходимость фильтрации отверстий от всех остальных мешающих элементов снимка (пятен, линий, надписей и т.д.). Эта проблема решается несколькими способами. Первый из них - это метод «числа Эйлера». Т.е. проверяется, является ли область с пикселями замкнутой. Второй – оценка площади.

Задается примерный диапазон значений площади отверстий, и, соответственно, все элементы на изображении с размерами, вне диапазона, удаляются. Третий метод – оценка периметра отверстий (аналогично методу оценки площади).

Для оценки параметров решётки ФК по центрам эллипсов, полученных ранее, строится соответствующая решётка ФК, рассчитываются: среднее расстояние между отверстиями, т.е. период решётки, и углы гексагональной ячейки.

Максимальная абсолютная погрешность в используемой программе составляет 4 пикселя (2 по длинной оси и 2 по короткой). Таким образом, относительная погрешность зависит от масштаба СЭМ

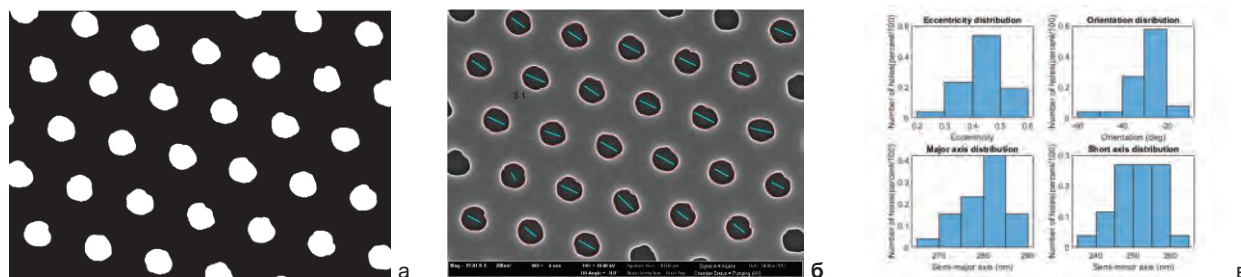


Рис. 1. Результаты анализа СЭМ снимка фотонного кристалла с использованием разработанной программы. (а) – Промежуточный этап, на котором полученное изображение переводится в двухцветное и выполняется фильтрация отверстий от остальных элементов снимка; (б) – финальный этап, на котором произведено построение эллипсов методом наименьших квадратов, для наглядности на рисунке построенные эллипсы наложены на исходный СЭМ-снимок ФК, линии в центре отверстий указывают на ориентацию эллипса; (в) – статистические данные анализа отверстий ФК

Люминесцентный отклик ФК

На рисунке 2 приведены спектры микро-ФЛ фотонных кристаллов с близкими параметрами решетки и разной формой отверстий. СЭМ снимки исследованных ФК обрабатывались с использованием описанной выше программы. Как видно из рисунка, несмотря на значительное отличие эксцентриситетов отверстий ФК, их спектральный отклик достаточно схож. Более того, для этих ФК наблюдается фактически одинаковый рост интенсивности сигнала ФЛ наностроек Ge(Si) в сравнении с непроцессированной областью образца – примерно в 30 раз.

Возможным проявлением большей эллиптичности отверстий ФК-1 является появление дополнительных компонент в спектре ФЛ в диапазоне длин волн 1.2-1.4 мкм, связываемых с различием модового состава ФК. Другим проявлением эллиптичности отверстий ФК может являться наличие характерных поляризационных особенностей сигнала ФЛ, что требует дополнительной экспериментальной проверки.

Работа поддержана РФФИ (проект #18-42-520047_p) и программой фундаментальных исследований Президиума РАН №13.

снимка. Но, чем больше масштаб, тем меньше отверстий на снимке, т.е. меньше статистических данных. Поэтому (как показывает практика) нужно выбирать снимки с примерным количеством отверстий $\sim 100 (\pm 20)$. В данном случае получается достаточное количество отверстий для статистической обработки, а оценка параметров отверстий оказывается близкой к данным, получаемым из снимков с малым числом отверстий (10-15).

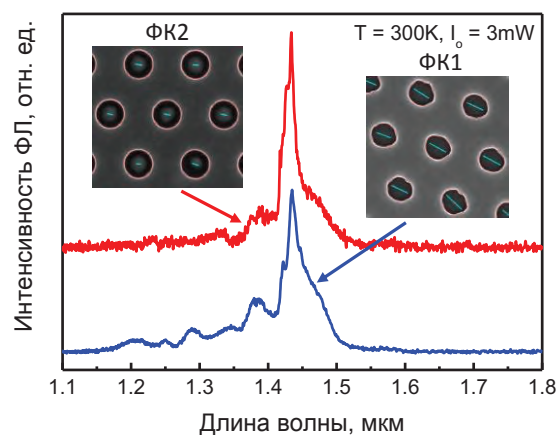


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ ФК с близкими параметрами решетки и разной формой отверстий. Периоды решетки (а) фотонных кристаллов: ФК-1 – 615 нм, ФК-2 – 622 нм; отношения радиуса отверстий к периоду (r/a): ФК-1 – 0.23, ФК-2 – 0.24; эксцентриситет отверстий: ФК-1 – 0.45, ФК-2 – 0.15. На вставках к рисунку приведены результаты обработки СЭМ снимков исследованных ФК с использованием описанной выше программы

Литература

1. Shuai Yuan, Xingzhi Qiu, Chengcong Cui *et al.* // ACS Nano, V. 11, 10704 (2017).
2. Ali Mahdavi, George Sarau, Jolly Xavier *et al.* // Scientific Reports, V. 6, 25135 (2016).

Формирование, морфология и состав массивов зародышей наностолбиков анодного оксида ниобия

А.Н. Плиговка^{1,*}, П.А. Юнин², Г.Г. Горох¹, С.А. Королёв², А.В. Гога¹, Е.В. Скороходов²

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, г. Минск, Республика Беларусь, 220013.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, г. Нижний Новгород, Российская Федерация, 603087.

*pligovka@bsuir.by

Установлено, что зародыши наностолбиков оксида ниобия, сформированные в 0,4 М водном растворе H_3PO_4 при напряжении 100 В, обладают уникальными морфологическими особенностями, отличающими их от аналогичных наноструктур. Сравнительный рентгеноструктурный анализ столбиков оксида ниобия с их зародышами показал у первых вероятное и большое количество $Nb_{0,94}O_{0,06}$ или Nb_6O , но маловероятное и небольшое: NbO , Nb_2O_5 , $NbO_{0,7}$, NbO_2 , а у вторых, вероятно, много – NbO , $NbO_{0,7}$, Nb_2O_5 , но маловероятно и мало NbO_2 или Nb_4O_5 .

Введение

Окисление ниобия через поры анодного оксида алюминия (АОА) имеет большую актуальность, так как позволяет создавать равномерно гексагонально упакованные наноструктурированные оксидные неоднородности – зародыши, морфологией, составом и физическими свойствами которых можно управлять, изменяя режимы анодирования [1]. Реанодирование таких зародышей приводит к формированию наностолбиков оксида ниобия. Особый интерес для исследований, благодаря своей уникальной морфологии, представляют зародыши, сформированные в растворе ортофосфорной кислоты.

В данной работе методом электрохимического анодирования двухслойной системы Al/Nb в водном растворе H_3PO_4 были сформированы зародыши оксида ниобия (ЗОН) и исследованы их состав и морфология.

Экспериментальная часть

Исходные образцы представляли собой кремниевые пластины, на которые методом магнетронного распыления наносили двухслойные системы Al/Nb (300/1500 нм). Анодирование проводили в 0,4 М растворе H_3PO_4 при напряжении 100 В. Для проведения сравнительного анализа состава столбиков и их зародышей также было проведено анодирование исходных систем в 0,4 М водном растворе щавелевой кислоты при напряжении 37 В с последующим высоковольтным реанодированием до напряжения 190 В в растворе 0,5 моль·дм⁻³ борной кислоты. Режимы задавали с помощью источника питания

Keysight N5752A, регистрацию и мониторинг in situ пара-метров проводили с помощью Keysight 34470A. Исследование морфологии проводили методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) Carl Zeiss Supra 50VP. Состав исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра Bruker D8 Discover.

Результаты и их обсуждения

На рис. 1а представлено СЭМ изображение поверхности под углом ЗОН, сформированных в 0,4 М водном растворе H_3PO_4 при напряжении 100 В и удаленным пористым АОА. Из рис. 1а видно, что вся поверхность равномерно покрыта ЗОН одинаковой формы и размера, что может указывать на высокую воспроизводимость и бездефектность применяемых методов формирования.

Некоторая часть ЗОН в центре изображения была нарушена в результате транспортировки или подготовке образца для исследования СЭМ. Все ЗОН состоят из основания, находящегося в пленке Nb, верхушки, располагавшейся в поре АОА, – до его удаления, и ноги, соединяющей основание и верхушку, которая в свою очередь состоит из нескольких стеблей, и располагавшихся в барьерном слое АОА.

Уникальными особенностями таких ЗОН являются, во-первых, расположение стеблей на значительных равноудаленных расстояниях друг от друга, а во-вторых, соразмерность высоты ЗОН к их диаметру. Все другие известные условия формирования не позволяют получить ЗОН с такими морфологическими особенностями [2].

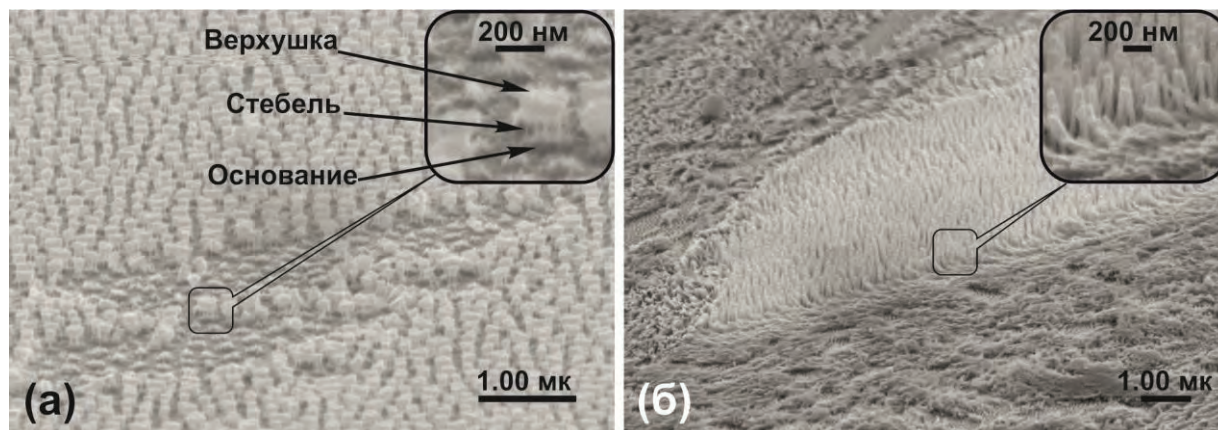


Рис. 1. СЭМ изображения зародышей (а) и столбиков (б) оксида ниобия

На рис. 1б представлено СЭМ изображение поверхности под углом столбиков оксида ниобия, сформированных в 0.4 М водном растворе H_3PO_4 при напряжении 100 В и удаленным пористым АОА. Из рис. 1б видно, что вся поверхность равномерно покрыта столбиками одинаковой формы и размера, что также указывает на высокую воспроизводимость и бездефектность реанодирования. Некоторая часть столбиков также, как и ЗОН была нарушена в результате транспортировки или подготовки образца для исследования СЭМ.

Проведенные исследования состава ЗОН методом рентгенодифракционного анализа показали один сильный пик вблизи 36° по 2θ , который может быть отнесен к сильно текстурированным фазам NbO , $\text{NbO}_{0.7}$, Nb_2O_5 . Кроме этих возможных фаз, связанных с сильными пиками на дифрактограммах, в ЗОН могут также присутствовать следующие слабо текстурированные фазы в малых количествах: NbO_2 , Nb_4O_5 . У столбиков же на 36 градусах пик слабее, но возникает сильный пик на $38 - 39$ градусах. Он может быть связан с $\text{Nb}_{0.94}\text{O}_{0.06}$, Nb_6O . Кроме этих возможных фаз, связанных с сильными пиками на дифрактограммах, у столбиков могут также присутствовать следующие слабо текстурированные фазы в малых количествах: NbO , Nb_2O_5 , $\text{NbO}_{0.7}$, NbO_2 .

Заключение и выводы

Таким образом, в работе методами электрохимического анодирования были сформированы зародыши

оксида ниобия в водном 0.4 М растворе H_3PO_4 при напряжении 100 В. Исследования их морфологии и состава показали, что зародыши обладают высокой воспроизводимостью и равномерностью формирования, а также имеют сложную структуру и состав, что может быть использовано для изготовления на их основе новых перспективных материалов нанoeлектроники.

Сравнительный рентгеноструктурный анализ столбиков оксида ниобия с их зародышами показал у первых вероятное и большое количество $\text{Nb}_{0.94}\text{O}_{0.06}$ или Nb_6O , но маловероятное и небольшое: NbO , Nb_2O_5 , $\text{NbO}_{0.7}$, NbO_2 , а у вторых вероятно много – NbO , $\text{NbO}_{0.7}$, Nb_2O_5 , но маловероятно и мало NbO_2 или Nb_4O_5 .

Литература

1. Плиговка А.Н., Горох Г.Г. / Особенности ионопереноса при анодировании ниобия через поры анодного оксида алюминия // Наноструктуры в конденсированных средах : сб. науч. ст. / Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси; редкол.: П.А. Витязь [и др.]. – Минск, 2014. – С. 310–319.
2. Pligovka A.N., Lufarov A.N., Nosik R.F., Mozalev A.M. // Proc. Int. Crimean Conf. Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo). Sevastopol, Ukraine, 2010. P. 880–881. DOI: 10.1109/CRMICO.2010.5632734.

Фазовый переход волны зарядовой плотности при одноосном растяжении вискеров TaS₃ и его трансформация при низких температурах

В.Я. Покровский*, М.В. Никитин, А.В. Фролов, А.П. Орлов, С.Г. Зыбцев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11-7, г. Москва, 125009.

*vadim.pokrovskiy@mail.ru

Переход волны зарядовой плотности (ВЗП) в «ультракогерентное» состояние, наблюдаемый при одноосном растяжении ϵ вискеров TaS₃, исследован в диапазоне температур 150–40 К. Обнаружено, что переход наблюдается при всех температурах. Однако, если выше 100 К переход происходит практически скачком при достижении $\epsilon = \epsilon_c$, ниже 90 К при удлинении возникает промежуточная область, в которой пороговое поле резко возрастает и плохо определено из-за слабой нелинейной проводимости. Результат доказывает возникновение пространственно-неоднородного состояния ВЗП ниже 90 К.

Введение

TaS₃ ромбической фазы (ниже — TaS₃) — один из детально изученных квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Одно из неразгаданных свойств ВЗП, образующейся в TaS₃ при $T_p = 220$ К, — резкое изменение её свойств при достижении критического одноосного удлинения $\epsilon_c = 0.4\text{--}0.8\%$ [2,3,4]. При $\epsilon > \epsilon_c$ возникает новое состояние ВЗП, в котором пороговое поле депиннинга ВЗП E_t в несколько раз меньше, а рост проводимости σ выше E_t происходит гораздо резче, чем при $\epsilon = 0$. Это состояние ВЗП было названо ультракогерентным (УК) [5,6]. Очевидно, УК ВЗП характеризуется новым волновым вектором q , однако структурные доказательства изменения q -вектора до сих пор отсутствуют. Возникновение УК ВЗП происходит в очень узкой области ϵ и имеет черты фазового переход I рода.

Детальные исследования $\sigma(E, \epsilon)$ проводились ранее только при $T > 90$ К, и ясности, что происходит с переходом в УК состояние ниже 90 К [2,7,8], до последнего времени не было. Вместе с тем, ниже 90 К в TaS₃, как и в ряде других соединений [1], происходит качественное изменение свойств ВЗП [9,10]. E_t начинает резко возрастать, а ниже E_t появляется слабая нелинейность [9,10]. Предположительно, эта проводимость вызвана нелинейными возбуждениями ВЗП. Приведены доказательства возникновения стекольного состояния [11,12]. Таким образом, ВЗП переходит в неупорядоченное

состояние, но его природа остаётся невыясненной. В докладе мы приводим исследования $\sigma(E, \epsilon)$, проясняющие как структуру низкотемпературного состояния ВЗП при $\epsilon = 0$, так и её изменения с ϵ .

Эксперимент и результаты

Для одноосного растяжения использовалась методика изгиба подложки с помощью штифта, описанная в [4,6]. При каждой температуре измерялся набор ВАХ $V(I)$ при заданных ϵ от 0 до $\sim 1\%$. Разрешение по удлинению было не хуже 0.03%.

При $T > 100$ К, пока $\epsilon < \epsilon_c$, с ростом ϵ происходит плавный рост $\sigma(0)$, а E_t слабо зависит от ϵ [5,7]. При $\epsilon = \epsilon_c$ происходит быстрое падение $\sigma(0)$. В узкой области ϵ на ВАХ одновременно видны пороги депиннинга двух ВЗП [5]. Выше ϵ_c $\sigma(0)$ быстро выходит на постоянное значение, и вид ВАХ практически перестаёт зависеть от ϵ .

Нами обнаружено, что ниже 90 К переход в состояние УК ВЗП также наблюдается, но значения E_t оказываются выше, чем при $\epsilon = 0$. При этом появляется широкая промежуточная область ϵ , $\delta\epsilon$, в которой нелинейность слабая, а значение E_t плохо определено (рис.1). Чем ниже T , тем больше $\delta\epsilon$. Это видно из рис.2, на котором показан результат обработки аналогичных наборов ВАХ при 18 температурах. Показаны значения ϵ , характеризующие начало перехода (по размытию порога депиннинга ВЗП), его конец (по исчезновению зависимости $E_t(\epsilon)$), а также значения ϵ_c ($\max(|d\sigma(0)/d\epsilon|)$).

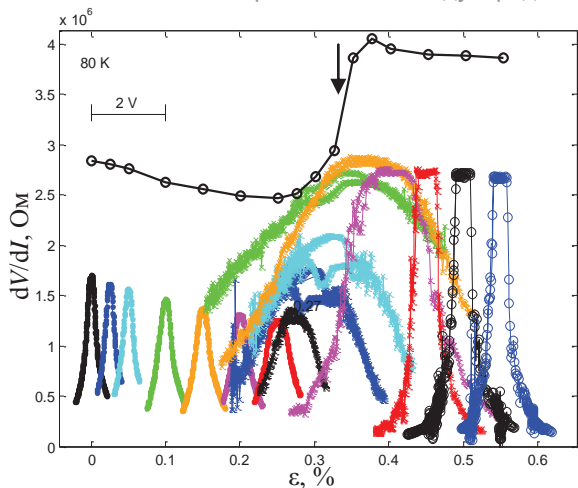


Рис. 1. Зависимости dV/dI от V при разных ε . $T=80$ К. Кривые сдвинуты по горизонтали вправо пропорционально ε . Также показана зависимость $1/\sigma(0)$ от ε (сдвинута вверх на 1.2 МОм). Стрелкой отмечено ε_c . Размеры образца $L \times w \times t = 526 \times 2.6 \times 0.5$ мкм³

При $\varepsilon \approx \varepsilon_c$ пороговое поле достигает максимума. Обе границы промежуточного состояния приблизительно обозначены сплошными линиями. Расширение области перехода ВЗП в УК состояние ниже 90 К видно также из размытия скачка на зависимостях $\sigma(0)$ от ε , см. рис.1.

Обсуждение

Возникновение промежуточного состояния ниже 90 К (рис.2) означает, что в разных областях образца УК состояние достигается при разных ε . Соответственно, ВЗП в этом состоянии состоит из доменов обычной и УК ВЗП. Зная зависимость $q(\varepsilon)$ [6], взяв $\delta\varepsilon=0.3\%$ при $T=45$ К (рис.2), получаем разброс значений q ($\delta q/q$) $\sim 0.06\%$. Как будет показано в докладе, такая сильная неоднородная деформация ВЗП не может существовать при низких температурах в рамках модели слабого пиннинга. Очевидно, в объёме ВЗП ниже 90 К возникают структурные дефекты.

Другой интересный результат — «инверсия» пороговых полей обычной и УК ВЗП ниже 90 К (рис.1). Такое поведение $E_c(T)$ можно объяснить переходом к сильному пиннингу на дефектах типа дислокаций, образующихся в объёме ВЗП ниже 90 К.

Проведённый эксперимент показал, что одноосное растяжение квазиодномерного проводника TaS₃ сопровождается эффектами, которые интересны не только сами по себе, но и помогают прояснить структуру ВЗП в нерастянутом образце.

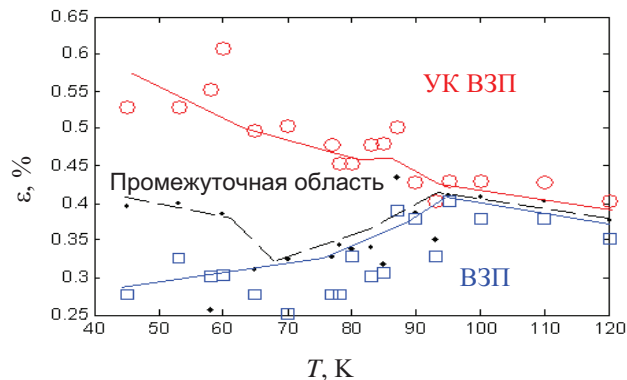


Рис. 2. Температурные зависимости удлинения, при котором исчезает обычная ВЗП (□), завершается формирование УК ВЗП (○), а также достигается максимум $|d\sigma(0)/d\varepsilon|$ (•). Сплошные линии – ориентиры для глаз

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 20-02-00827, 18-02-00931).

Литература

1. P. Monceau // *Advances in Physics*, V. 61, 325 (2012).
2. В.Б. Преображенский, А.Н. Талденков, И.Ю. Кальнова // *Письма ЖЭТФ*, Т. 40, 183 (1984).
3. J.W Brill. // *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases*. Vol. II Ed. M. Levy. N.Y.: Academic Press. Ch. 10, P. 143 (2001).
4. М.В. Никитин, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев и др. // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 109, 54 (2019).
5. S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii // *Physica B*, V. 460, 34 (2015).
6. S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii // *Phys. Rev. B*, V. 94, 115140 (2016).
7. R.S. Lear, M.J. Skove, E.P. Stillwell *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 29, 5656 (1984).
8. В.Е. Минакова, А.Н. Талденков, С.В. Зайцев-Зотов // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 110, 178 (2019).
9. T. Takoshima, M. Ido, T. Tsutsumi *et al.* // *Sol. State Commun.* V. 35, 911 (1980).
10. M.E. Itkis, F.Ya. Nad', P. Monceau // *J Phys.: Cond. Matter*, V. 2, 8327 (1990).
11. F. Nad', P. Monceau // *Phys. Rev. B*, V. 51, 2052 (1995).
12. D. Starešinić, K. Biljaković, W. Brütting *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 65, 165109 (2002).

Особенности затухания и усиления терагерцовых плазмонных мод в графене с учетом пространственной дисперсии

О.В. Полищук^{1*}, Д.В. Фатеев^{1,2}, В.В. Попов¹

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

² Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

*polischuk.sfire@mail.ru

В данной работе рассматривается влияние дрейфа носителей заряда на моды коллективных возбуждений в электронной дираковской жидкости в графене. Дисперсионные соотношения для открытой структуры на основе графена со смещенным уровнем Ферми получены с использованием самосогласованного электродинамического подхода и гидродинамического описания электронной жидкости. Численно изучены затухающие и усиливающиеся плазмонные моды в открытой графеновой структуре в зависимости от соотношения величин и направления протекания постоянного электрического тока и фазовой скорости плазмона.

Введение

Плазменные колебания (плазмоны) в графеновых структурах могут возбуждаться в широком диапазоне терагерцовых (ТГц) частот [1] и характеризуются длинами волн на 2-3 порядка величины меньшими, чем длина ТГц волны, а также сильной локализацией ТГц поля вблизи графена [2]. Это позволяет сконцентрировать ТГц поле в очень малом объеме (с субмикронными размерами) и, тем самым, значительно увеличить эффективность взаимодействия ТГц поля с графеном. Таким образом, актуально использование плазменных колебаний в графене для создания эффективных компактных устройств управления ТГц излучением.

Теоретическая модель

В данной работе рассматривается влияние дрейфа носителей заряда на моды коллективных возбуждений в дираковской жидкости. Дисперсионные соотношения для открытой структуры на основе графена со смещенным уровнем Ферми E_F получены с использованием самосогласованного электродинамического подхода:

$$\frac{\varepsilon_a q_0}{(q^2 - q_0^2 \varepsilon_a)^{1/2}} + \frac{\varepsilon_s q_0}{(q^2 - q_0^2 \varepsilon_s)^{1/2}} = -i\sigma_{Gr}(\omega, q) Z_0, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{a,s}$ – диэлектрические постоянные окружающей среды, $Z_0 = 120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства, ω – круговая частота, q – волновой вектор, $q_0 = \omega/c$ и c – скорость света в вакууме, $\sigma_{Gr}(\omega, q)$ – нелокальная комплексная динамическая графеновая проводимость. В нижней ча-

сти ТГц спектра вместо кинетической модели транспорта электронов в графене может быть использовано гидродинамическое описание электронной жидкости [3] поскольку частота электрон-электронных ($e-e$) столкновений составляет величину порядка 5 ТГц и является доминирующей частотой в системе согласно как экспериментальным данным [4], так и теоретическим оценкам с использованием микроскопической теории [5]. Нелокальная проводимость графена [6, 7], полученная в рамках гидродинамической модели с учетом давления электронной жидкости имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{Gr}(\omega, q) = & i e^2 n \omega (1 - \beta^2) v_F / E_F \times [(1 - \beta^2)(\omega - qu) - 3\beta^2 i \gamma / 2] / \\ & / \{ q^2 v_F^2 / 2 \times qu(1 - 2\beta^2) + \omega^2 (\omega + i\gamma)(1 - \beta^2 / 2) + \\ & + q^2 v_F^2 / 2 \times [\beta^2 (3i\gamma + 4\omega) - \omega] - \\ & - qu\omega [\beta^2 (i\gamma - \omega / 2) + (i\gamma 5 / 2 + 2\omega)] \}, \end{aligned}$$

где $\beta = u / v_F$, u и v_F – скорость дрейфа и скорость Ферми носителей заряда в графене. В электростатическом пределе дисперсия (1) аналогична дисперсии, описанной в [8]. Отметим неинвариантность волноводного и резонаторного подходов при решении дисперсионного уравнения (решения совпадают только в случае отсутствия потерь при действительных значениях частот и волновых векторов).

Результаты и обсуждение

Численно найдены собственные значения комплексного волнового вектора в волноводной постановке задачи в зависимости от действительной ТГц частоты. Рассчитаны затухающие (показано

сплошными линиями на Рисунке 1) и усиливающиеся (показано пунктиром на Рисунке 1) плазменные моды в зависимости от величины и направления протекания постоянного электрического тока. Затухание плазменных мод вызвано преимущественно внутризонными процессами в графене, описываемыми феноменологической скоростью рассеяния носителей заряда $\gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Усиление плазменных мод связано с черенковским излучением. Учет дав-

ления электронной жидкости приводит к «размыванию» пороговой величины скорости дрейфа электронов, когда скорость дрейфа сонаправлена с фазовой скоростью плазмона. При противоположном направлении скорости дрейфа электронов учет давления электронной жидкости приводит к появлению новой усиливающейся волноводной моды. Расчеты проводились для величины энергии Ферми в графене равной 80 мэВ.

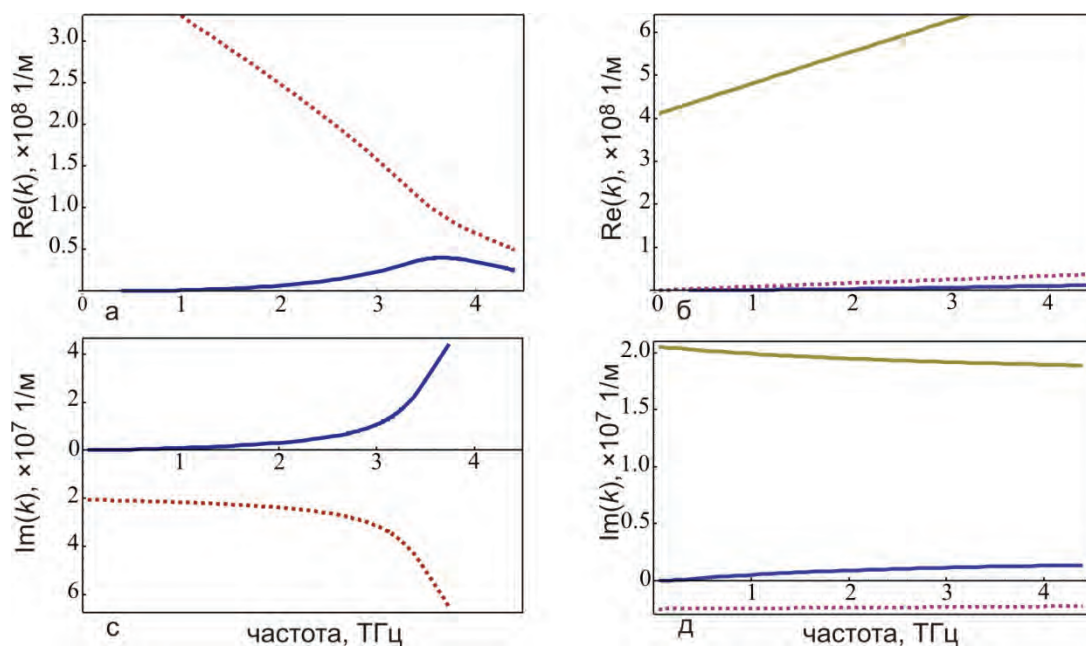


Рис. 1. Собственные значения действительной (а, б) и мнимой (в, д) частей комплексного волнового вектора в зависимости от ТГц частоты при сонаправленных (б, д) и противонаправленных (а, в) скорости дрейфа и фазовой скорости плазмона, при скорости дрейфа носителей заряда $u = \pm 0.75v_F$

Величина затухания/усиления коллективных плазменных возбуждений в графене может варьироваться как за счет изменения скорости рассеяния носителей заряда, так и за счет изменения величины и направления скорости дрейфа носителей заряда в графене.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-37-20004.

Литература

1. W. Gao, G. Shi, Z. Jin *et al.* // Nano Lett., V. 13, 3698 (2013).
2. F. H. L. Koppens, D. E. Chang, and F. J. Garcia de Abajo // Nano Lett., V. 11, 3370 (2011).
3. D. Svintsov // Phys. Rev. B, V. 97, 121405(R) (2018).
4. R. Krishna Kumar, D. A. Bandurin, F. M. D. Pellegrino, et al. // Nat. Phys., V. 13, 1182 (2017).
5. L. Fritz, J. Schmalian, M. Müller, and S. Sachdev // Phys. Rev. B, V. 78, 085416 (2008).
6. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).
7. D. Svintsov, V. Vyurkov, V. Ryzhii and T. Otsuji // Phys. Rev. B, V. 88, 245444 (2013).
8. Mikhail Yu. Morozov, Artur R. Davoyan, Ilya M. Moiseenko, Akira Satou, Taiichi Otsuji, and Vyacheslav V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).

2G FeFET транзисторы на КНИ структурах для нейросетевых интегральных схем

В.П. Попов^{1,*}, В.А. Антонов¹, А.Н. Леушин¹, Ф.В. Тихоненко¹, М.С. Тарков¹,
А.В. Мяконьких², К.В. Руденко^{2,*}, В.Ф. Лукичев²

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

² Физико-Технологический Институт им. К.А. Валиева РАН (ФТИАН им. К.А. Валиева РАН), Нахимовский пр., 36, корп. 1, Москва, 117218.

* rudenko@ftian.ru, popov@isp.nsc.ru

Характеристики транзисторных структур на собственных КНИ и КНС подложках с high-k нанометровыми диэлектрическими слоями исследованы экспериментально и численно на основе компактных и физических моделей переключений поляризации сегнетоэлектриков. Численными методами выполнено моделирование алгоритмов работы нейросетевых матриц двухзатворных сегнетоэлектрических транзисторов (2GFeFET) и показана их применимость для распознавания символов и изображений с возможностью обучения.

Структуры КНИ с ультратонкими слоями кремния и подзатворных оксидов, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами, перспективны для интегральных схем искусственного интеллекта (ИС ИИ) со сверхнизким энергопотреблением [1]. Одним из недостатков таких ИС является ограниченная размерность матриц из-за малого (<10) числа уровней переключений регистра, обусловленного малым изменением тока при переполяризации подзатворного сегнетоэлектрика КНИ транзистора. Увеличить это число можно заменой обычных КНИ транзисторов на двухзатворные полевые транзисторы (2G FETs on FD SOI) с полным обеднением и независимо переключаемыми подзатворными сегнетоэлектриками, функционирующие в симметричном и асимметричном режиме [2]. Создание таких 2G FET транзисторов на КНИ и КНС структурах с эквивалентной толщиной скрытого оксида (EOT) $t_{EOT} < 10$ нм требует усилий в разработке и изготовлении качественных гетероструктур с высокой по-

движностью носителей заряда в слое кремния и малыми токами утечек в обоих подзатворных диэлектриках. FeFET транзисторы, подобно нейронам человеческого мозга, обладают одновременно свойствами логики и памяти, что позволяет по-новому подойти к архитектуре ИС для систем искусственного интеллекта [3].

Эксперимент

Изготавливаемые в ИФП СО РАН и ФТИАН РАН КНИ пластины с встроенными оксидами (BOX): HfO_2 (HO); $HfO_2:Al$ (HOA); $Hf_{0.5}Zr_{0.5}O_2$ (HZO) и $Hf_{0.5}Zr_{0.5}O_2:Al$ (HZOA) толщиной до 20 нм использовались при разработке прототипов n- и p- 2G FeFET транзисторов (Рис. 1). КНИ структуры создавались методом водородного переноса на (001) Si подложки с предварительно нанесенными методом плазменно-стимулированного атомно-слоевого осаждения (ПАСО) high-k оксидами металлов [4].

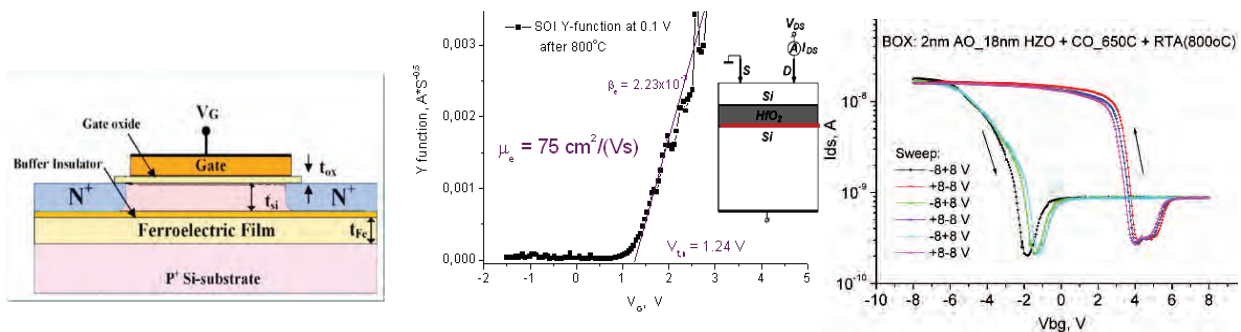


Рис. 1. а) SOI n-FeFET; б) Y-функция КНИ HO n-pseudo-MOSFET; в) сток-затворные BOX HZO КНИ p-FeFET

В результате, впервые получены КНИ структуры с эффективной (в пересчете на толщину диоксида кремния) толщиной скрытого оксида (buried oxide – BOX) $t_{EOT} < 5$ нм. Подвижность носителей заряда в

слоях кремния КНИ структур, измеренная методом Y-функции в псевдо-МОП транзисторах, почти не уступает подвижности в исходном кремнии (Рис.1б). ПАСО слои HOA и HZOА демонстрируют

низкие токи утечек и гистерезис сток-затворных характеристик (Рис.1в). Быстрыми термическими обработками (БТО) при $T > 800^{\circ}\text{C}$ встроенный заряд снижен до $< 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а подвижность увеличена до $100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Утечки в подложку наблюдаются при полях $> 10^6 \text{ В/см}$. Заметный гистерезис сток-затворных характеристик связан, как с перезарядкой состояний (IFS) или диполей на границах раздела при БТО $< 800^{\circ}\text{C}$, так и с ростом неравновесной сегнетоэлектрической фазы оксида гафния-циркония с увеличением температуры отжига.

Расчеты и обсуждение

Одним из итогов работы является разработка компактных MVSNC и BSIM4 моделей КНИ 2G FeFET транзисторов с многодоменным переключением сегнетоэлектриков по моделям Ландау-Халатникова и Прейсаха в пакете Verilog-A. Модели 2G FeFET транзисторов проверены на реальных транзисторах и применялись для эмуляции работы выбранной архитектуры рекуррентной нейронной сети в форме кроссбара (Рис.2). Другой итог - программа ассоциативной памяти Хемминга [5], построенная на основе симулятора Cadence Virtuoso system и на 2FET-2FeFET ячейке, которая реализует логическую функцию XNOR [6] (Рис. 3).

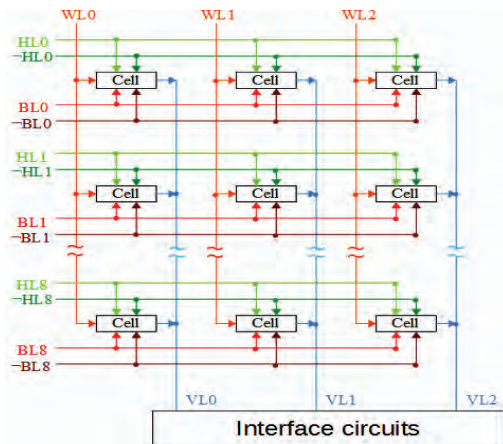


Рис. 2. Кроссбар матрица 9x3 ячеек FeFET

Изображения символов L , T , и X с растром 3×3 описывались векторами: $L = (1,0,0,1,0,0,1,1,1)$, $T = (1,1,1,0,1,0,0,1,0)$, $X = (1,0,1,0,1,0,1,0,1)$. Обозначая веса векторов w^L , w^T and w^X , можно записать выход сигнала рядов кроссбара как: $SumL = (x, w^L)$, $SumT = (x, w^T)$ и $SumX = (x, w^X)$, где x сигнал входного вектора в вольтах. Моделирование ассоциативной (контент-адресуемой) памяти Хемминга на кроссбаре FeFET показало опознание сбойных последовательностей векторов 4), 5), 6) (Рис.4).

Работа выполнена в рамках Государственного задания по темам #0306-2019-0005 и #0066-2019-0004.

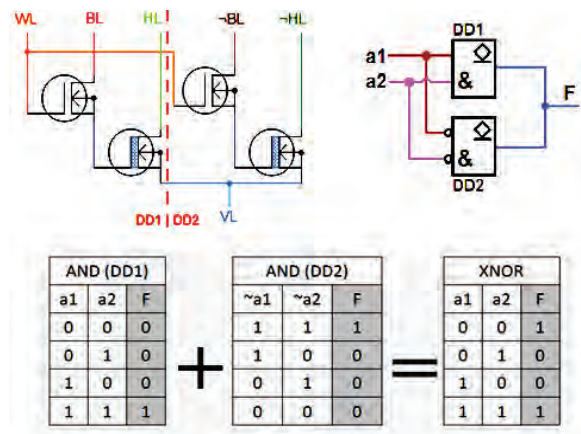


Рис. 3. Ячейка 2FET-2FeFET кросс-бар матрицы

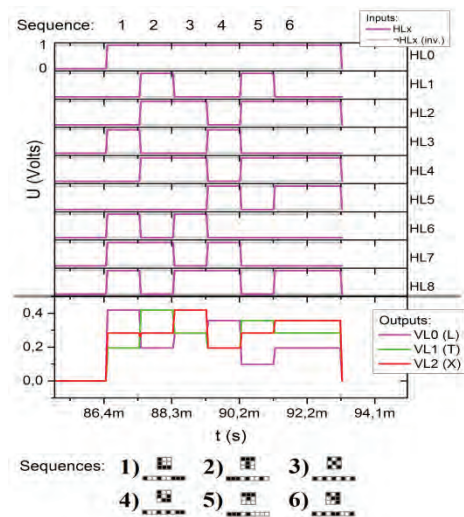


Рис. 4. 6 векторов входных и 3 выходных сигнала

Литература

1. K. Ni, X. Yin, A.F. Laguna, et al. // Nat Electron. 2, 521 (2019).
2. V.P. Popov, V.A. Antonov, M.A. Ilnitsky, et al. // Solid State Electronics, 159, 63 (2019).
3. М.С. Тарков, В.П. Попов, И.Е. Тыщенко // Международный форум «Микроэлектроника-2019». М.: ТЕХНОСФЕРА, с.569 (2019).
4. Yu.M. Chesnokov, A.V. Miakonkikh, et al. // J. Mater. Science, 53, 7214 (2018).
5. M.S. Tarkov // Advances in Neural Networks. Lecture Notes in Comp. Scie., 10878, 380 (2018).
6. X. Chen, X. Yin, M. Niemier and X.S. Hu, // Design, Automation & Test in Europe Conference & Exhibition (DATE), 1205 (2018).

Комбинационное рассеяние квазиоднофотонных импульсов в оптоволокне с накачкой

В.Г. Попов^{1,2*}, В.Г. Криштоп^{1,2}, С.А. Тарелкин³, И.И. Корель⁴

1 Центр научных исследований и перспективных разработок, ОАО «ИнфоТекС», Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23 стр 1, Москва, 127287.

2 Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка Московская обл., 142432.

3 Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, ул. Озерная 46, Москва, 119361.

4 Новосибирский государственный технический университет, Физико-технический факультет, пр-т К. Маркса, 20, г. Новосибирск, 630073.

*Vladimir.Popov@infotecs.ru

Теоретически рассмотрены процессы комбинационного рассеяния квазиоднофотонных импульсов в одномодовом оптическом волокне с накачкой. Особенность рассеяния в том, что накачка создает неравновесные молекулярные колебания в оптоволокне, что существенно увеличивает вероятность комбинационного рассеяния. Неравновесные колебания ожидаются в ситуации, когда для импульса накачки реализуется режим стимулированного комбинационного рассеяния. В результате получены оценки длины оптоволоконной линии с повышенной вероятностью комбинационного рассеяния.

Введение

Комбинационное рассеяние света в веществе было открыто в 30-х годах 20-го века независимо в России Мандельштамом (МГУ) [1] и в Индии Раманом (Университет Калькутты) [2]. С тех пор данное рассеяние активно используется в спектроскопии различных веществ [3]. В оптоволоконных системах активно используется индуцированное рамановское или комбинационное рассеяние света [4], на основе которого создаются рамановские лазеры и усилители [5]. Стимулированное комбинационное рассеяние сугубо нелинейный эффект, обусловленный индуцированием стоксовского перехода фотонами в оптоволоконной линии. Примечательно, что такое индуцированное излучение повышает вероятность комбинационного рассеяния с величины спонтанного рассеяния от 10^{-6} до 10^{-1} , т.е. на 5 порядков величины [6]. Такое резкое увеличение вероятности с одной стороны обусловлено большим числом фотонов в волокне с другой стороны следует ожидать когерентное индуцированное излучение и в фоновой подсистеме. Оптические фононы (более точно поляритоны) в отличие от фотонов практически неподвижны и сохраняют свои состояния довольно продолжительное время ($\sim 2,1$ пс, как можно определить по полуширине стоксовских пиков в рамановских спектрах [7]) после прохождения импульса накачки. Такие фоновые колебания можно использовать для усиления комбинационного рассеяния слабых фотонных импульсов, актуальность которых резко возросла в связи с появлением

устройств квантового распределения ключей в квантовой криптографии [8].

Описание модели

В данной работе используется дипольное приближение для описания интенсивности I_r комбинационного рассеяния фотонов на фоновых, в этом случае имеем следующее выражение [9]: $I_r \sim \omega^4 (d\varepsilon/du)^2 \langle u_0^2 \rangle$, где ω – частота фотона, ε – поляризуемость, u – смещение атомов, $\langle u_0^2 \rangle$ – средний квадрат амплитуды смещения атомов. В ситуации, когда частота фононов ω_0 много меньше частоты фотона, т. е. $\omega \gg \omega_0$, средняя амплитуда может быть представлена как сумма стоксовского и антистоксовского членов: $\langle u_0^2 \rangle = |\langle n + 1 | u_0 | n \rangle|^2 + |\langle n - 1 | u_0 | n \rangle|^2 = \hbar(2n+1)/(4MN\omega_0)$, где M – приведенная масса атомов, N – число элементарных ячеек, n – число фононов. В равновесной ситуации $n = 1/(\exp(\hbar\omega_0/kT) - 1)$ в случае же накачки $n \sim I_{rp}(z)$, где $I_{rp}(z)$ – интенсивность стоксовского излучения, возникшего при накачке оптоволоконной линии. Зависимость интенсивности от координаты вдоль оптоволоконной линии возникает вследствие дисперсии импульса накачки из-за нелинейных процессов в том числе и индуцированного комбинационного рассеяния. Поскольку индуцированное комбинационное рассеяние имеет пороговый характер существует и порог для интенсивности стоксовского излучения I_{rp} , ниже которого ожидать когерентности фоновых колебаний не приходится. Расстояние d , на котором $I_{rp}(d) = I_{rp}$ и определяет оптимальную длину оптоволоконной линии.

Заклучение

Таким образом, в работе впервые рассмотрено комбинационное рассеяние квазиоднофотонных импульсов на неравновесных молекулярных колебаниях в одномодовом оптическом волокне с накачкой. Данный процесс можно определить как двухстадийное комбинационное рассеяние. Сначала рассеивается мощный импульс накачки, создающий когерентные молекулярные колебания, на которых в свою очередь рассеиваются ослабленные квазиоднофотонные импульсы. Поскольку комбинационное рассеивание сопровождается понижением частоты (переход в стоксовскую моду), данный эффект может быть использован в устройствах понижения частоты фотонов. Такие устройства востребованы в связи с применением однофотонных источников в устройствах квантовой криптографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках прикладного научного исследования (уникальный идентификатор RFMEFI62419X0052), Соглашение о предоставлении субсидии от 29.11.2020 г. № 05.624.21.0052.

Литература

1. G. Landsberg, L. Mandelstam –Eine neue Erscheinung bei der Lichtzertreuung” Naturwissenschaften. В 16. S. 557 (1928).
2. K.R. Ramanathan. Ind. J. Phys. 2, 387 (1928).
3. E. Smith, G. Dent. Modern Raman spectroscopy — A practical approach. — John Wiley & Sons, LTD (2005).
4. E.J. Woodbury, W.K. Ng, Proc. I.R.E. 50, 2367 (1962).
5. A.J. Stentz, —Applications of Raman lasers and amplifiers in fiber communication systems”, Proc. SPIE 3263, 91 (1998).
6. R.W. Boyd, Nonlinear Optics, 3rd ed. (Academic Press, Boston, 2008), Chap. 10.
7. F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, R.H. Geils, W.J. Mosby, Appl. Phys. Lett. 32, 34 (1978).
8. К.А. Балыгин, В.И. Зайцев, А.Н. Климов, А.И. Климов, С.П. Кулик, С.Н. Молотков. «Практическая квантовая криптография» Письма в ЖЭТФ, 105, с. 570 – 576 (2017).
9. «Рассеяние света в твердых телах» Под ред. М. Кордона Изд.: Мир (1979).

Транспорт носителей заряда в полупроводниковых элементах с одиночными кластерами радиационных дефектов

А.А. Потехин^{1,*}, А.С. Пузанов¹, С.В. Оболенский¹, В.А. Козлов²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*potehinf@gmail.com

Проведено сравнение результатов моделирования транспорта электронов в *n*-канальных полевых транзисторах, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе», с длиной затвора 0,5, 0,35, 0,25 и 0,1 мкм и одиночным кластером радиационных дефектов в канале для различных вариантов его учета. Предложен метод учета влияния области разупорядочения через уравнение Пуассона путем введения заряда, захваченного на глубокие уровни кластера радиационных дефектов.

Введение

Уменьшение рабочей области полупроводниковых структур до типичных размеров обособленного радиационного дефекта приводит к усилению влияния неоднородности дефектообразования. Особенно ярко этот эффект проявляется для нейтронного излучения, способного образовывать в результате взаимодействия с веществом каскады смещенных атомов [1].

В настоящее время существует широкий спектр методов физико-топологического моделирования реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие, реализованных, в том числе в промышленных системах автоматизированного проектирования, например, Comsol MultiPhysics, TCAD Silvaco и TCAD Sentaurus. Существует возможность задания неоднородности ионизации и дефектообразования через изменение коэффициентов генерации $G(r)$ и рекомбинации $R(r)$, подвижности $\mu_{n,p}(r)$ и коэффициентов диффузии $D_{n,p}(r)$ подвижных носителей заряда.

Характерный размер ядра кластера радиационных дефектов в Si и GaAs при воздействии потока нейтронов спектра деления составляет около 10 нм. Окружающая кластер область пространственного заряда имеет размер порядка длины Дебая и для сильнолегированных областей также лежит в пределах десятков нанометров. Поэтому прямое задание пространственной неоднородности макроскопических электрофизических параметров примени-

тельно к описанию одиночного кластера радиационных дефектов является некорректным.

В настоящей работе учет одиночных кластеров радиационных дефектов в наноструктурах при воздействии потока нейтронов спектра деления осуществляется через уравнение Пуассона путем введения заряда, захваченного кластером радиационных дефектов. Показан предельный переход к традиционному описанию при увеличении размеров структуры.

Метод расчета

Анализ переноса носителей заряда в структуре *n*-канального полевого транзистора, изготовленного по технологии «кремний на изоляторе», с одиночным кластером радиационных дефектов осуществлялся при помощи диффузионно-дрейфовой модели в стационарном приближении

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \varepsilon \nabla \varphi = -q(n - N_d) - \rho_{trap}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot j_n - qR = 0, \quad (2)$$

$$j_n = -qn\mu_n \nabla \varphi + qD_n \nabla n. \quad (3)$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, φ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d – концентрация донорной примеси, n – концентрация электронов, R – скорость рекомби-

нации, ρ_{trap} – плотность заряда, захваченного кластером радиационных дефектов.

Рассматривались три варианта расчета транспорта электронов в структуре n -канального полевого транзистора, изготовленного по технологии «кремний на изоляторе», с одиночным кластером радиационных дефектов: усредненное по всему объему канала изменение электрофизических характеристик («однородная макроскопическая модель»), резкое изменение электрофизических характеристик в области кластера радиационных дефектов («неоднородная макроскопическая модель») и введение заряда, захваченного кластером радиационных дефектов («неоднородная микроскопическая модель»).

Результаты и обсуждение

На первом этапе расчетов оценивалась вероятность возникновения в объеме канала V одиночного кластера радиационных дефектов P_1 в зависимости от интегрального потока мгновенных нейтронов спектра деления F_n [2]

$$P_1 = \sigma F_n V N_a \exp(-\sigma F_n V N_a). \quad (4)$$

Здесь σ – усредненное по энергетическому спектру сечение рассеяния нейтронов, которое для большинства полупроводников лежит в пределах нескольких барн [1], N_a – концентрация атомов полупроводника. Анализ показывает, что для объема рабочей области $0,006 \text{ мкм}^3$, характерного для рабочей области полевого транзистора с $0,1 \text{ мкм}$ затвором, значение интегрального потока мгновенных нейтронов спектра деления составляет $1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

На втором этапе расчетов анализировался транспорт электронов в структуре n -канального полевого транзистора, изготовленного по технологии «кремний на изоляторе» с одиночным кластером радиационных дефектов, расположенным в центре канала. Исходные данные для проведения моделирования [3] и результаты расчетов представлены в таблице 1.

Одиночный кластер радиационных дефектов двояким образом влияет на транспорт носителей заряда: геометрически, блокируя потоки носителей заряда, и электрически, являясь центром рассеяния. При этом область пространственного заряда кластера радиационных дефектов соизмерима с длиной сво-

бодного пробега, поэтому движение подвижных носителей заряда в ней происходит диффузно. Для транзисторов с большими топологическими нормами все модели дают схожий результат, так как «однородная модель» практически не меняет электрофизические характеристики во всем моделируемом объеме, а обе «неоднородные модели» дают возмущение в малом объеме относительно всей рабочей области.

Уменьшение размеров структуры приводит к усилению чувствительности от типа неоднородности аналогично влиянию потенциала рассеяния на микроуровне.

Таблица 1. Параметры моделируемых n -канальных полевых транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе», и результаты расчетов деградации тока

Исходные данные				
Длина затвора, мкм	0,5	0,35	0,25	0,1
Толщина подзатворного диэлектрика, нм	11,5	6,8	4	3
Толщина активного слоя кремния, нм	200	190	150	40
Толщина скрытого диэлектрика, нм	150	190	150	100
Ширина канала, мкм	1,4	1,0	0,7	0,4
Напряжение питания, В	3,3	2,5	1,8	1,2
Результаты расчетов отношения тока поврежденного образца к неповрежденному				
Однородная макроскопическая модель	0,96	0,88	0,74	0,38
Неоднородная макроскопическая модель	0,97	0,93	0,83	0,45
Неоднородная микроскопическая модель	0,95	0,84	0,8	0,33

Литература

1. Е. А. Ладыгин *и др.* Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980. – 224 с.
2. Е. С. Вентцель Теория вероятностей. – М.: Наука, 1969. – 576 с.
3. К. О. Петросянц, И. А. Харитонов, Е. В. Орехов *и др.* // В кн.: Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем – 2012». 2012. С. 413.

Электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах

Д.А. Похабов^{1,2,*}, А.Г. Погосов^{1,2}, Е.Ю. Жданов^{1,2}, А.К. Бакаров^{1,2}, А.А. Шкляев^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

*pokhabov@isp.nsc.ru

Экспериментально изучен кондактанс подвешенных квантовых точечных контактов с боковыми затворами, отделёнными от микросужения с помощью литографических траншей, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом. Экспериментально показано, что приложение разности напряжений между боковыми затворами в нулевом магнитном поле приводит к появлению дополнительного плато $0,5 \times 2e^2/h$, обусловленного спиновой поляризацией. Обнаружен необычный мультиканальный режим с независимым квантованием кондактанса каналов. Показано, что кондактансом отдельных каналов можно независимо управлять с помощью двух боковых затворов. Экспериментально изучен мультиканальный электронный транспорт в режиме взаимодействия каналов.

Введение

Экспериментальное изучение электронного транспорта в квантовых точечных контактах (КТК), снабжённых боковыми затворами, отделёнными от микросужения КТК с помощью литографических траншей, приводит к новым интересным результатам. Ярким примером служит возникновение спиновой поляризации в отсутствие внешнего магнитного поля при приложении напряжения между боковыми затворами. Данный эффект проявляется в эксперименте как появление дополнительного к целочисленному полуцелого плато $0,5 \times 2e^2/h$ в нулевом магнитном поле. Возникновение спинового расщепления в результате приложения поперечного латерального электрического поля обусловлено т. н. эффектом латерального спин-орбитального взаимодействия. Впервые данный эффект наблюдали в КТК на основе InAs [1], для которого характерно сильное спин-орбитальное взаимодействие.

Методика эксперимента

В эксперименте исследовался электронный транспорт в КТК на основе гетероструктур с жертвенным слоем, позволяющих создавать подвешенные и неподвешенные образцы. Существенным отличием таких структур от структур с расщеплённым металлическим затвором является возможность прикладывать достаточно большие разности напряжений между боковыми затворами (до 20 В). Экспериментальные образцы были изготовлены на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (ДЭГ). Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (001). Сначала на подлож-

ке выращивался жертвенный слой $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ толщиной 400 нм, а поверх него выращивалась GaAs/AlAs гетероструктура толщиной 166 нм, содержащая ДЭГ в GaAs слое толщиной 13 нм, представляющем собой прямоугольную симметричную квантовую яму для электронов, залегающую на глубине 90 нм от поверхности. Подвижность и концентрация электронов составляли 2×10^6 см²/Вс и $(6-7) \times 10^{11}$ см⁻² при температуре 4,2 К, соответственно.

Латеральная геометрия образцов задавалась с помощью электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением. Образцы подвешивались путём селективного вытравливания жертвенного слоя из-под наноструктуры с помощью водного раствора плавиковой кислоты 1:100. КТК представляли собой адиабатические сужения с литографической шириной 800-900 нм, снабжённые боковыми затворами, отделёнными от канала траншеями шириной 100-150 нм. Образцы были снабжены Au/Ni/Ge омическими контактами, позволяющими проводить стандартные измерения кондактанса по четырёхточечной схеме.

Измерения проводились с помощью техники синхронного детектирования в режиме линейного отклика при приложении переменного напряжения амплитудой 30 мкВ с частотой 70 Гц при низких температурах от 1,6 до 4,2 К. Кондактанс $G = I_{AC}/V_{DC}$ измерялся как функция напряжений V_{G1} и V_{G2} , приложенных на затворы, а также напряжения сток-исток V_{SD} . Для создания латерального электрического поля в канале между затворами прикладывалось асимметричное напряжение $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$.

Результаты и обсуждение

В подвешенных КТК на основе GaAs — материала, для которого, с одной стороны, характерно слабое спин-орбитальное взаимодействие, с другой — относительно большая длина спиновой когерентности, удалось экспериментально наблюдать эффект латерального спин-орбитального взаимодействия. Показано, что спин-расщеплённое плато $0,5 \times 2e^2/h$ наблюдается только при асимметричном смещении $\Delta V_G \neq 0$, приводящем к латеральному электрическому полю в канале КТК [2].

Предполагается, что наблюдение спиновой поляризации в подвешенных КТК стало возможно благодаря двум особенностям подвешенных КТК по сравнению с их неподвешенными аналогами: (1) усиленное электрон-электронное взаимодействие и (2) большая величина латерального электрического поля в канале КТК при тех же значениях ΔV_G . Обе особенности можно объяснить отделением канала КТК от высокодиэлектрической подложки и запи-

ранием силовых линий электрического поля внутри подвешенной мембраны с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon \approx 13$ для GaAs).

Изучение электронного транспорта показало также, что при определённых условиях в подвешенных КТК с боковыми затворами возникает необычный мультисканальный режим с независимым квантованием кондактанса каналов. Показано, что кондактансом отдельных каналов можно независимо управлять с помощью двух боковых затворов. Анализ ёмкостных коэффициентов и ширины каналов позволил прийти к заключению, что, во-первых, каналы являются достаточно узкими по сравнению с литографической шириной микросужения КТК, а, во-вторых, каналы существенно разнесены пространственно. В частности, два из них формируются на краях микросужения КТК. Предложен электростатический механизм формирования дополнительных каналов [3], основанный на перераспределении заряда в результате вытравливания траншей в гетероструктуре.

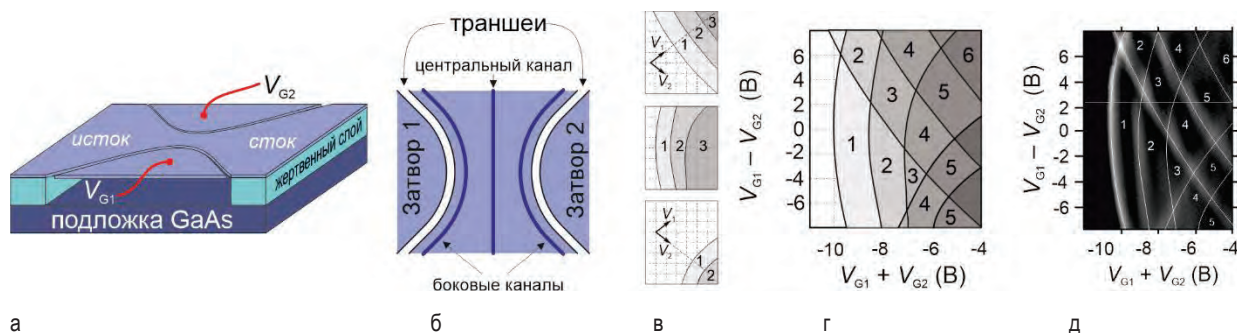


Рис. 1. Схематические изображения (а) подвешенного КТК и (б) его трёхканальной структуры. (в) Кондактанс отдельных каналов и (г) суммарный кондактанс. (д) Зависимость кондактанса от суммы и разности затворных напряжений в эксперименте

Кроме этого, был экспериментально изучен мультисканальный электронный транспорт в режиме взаимодействия каналов. Построена фазовая диаграмма заполнения одномерных подзон в отдельных каналах как функция напряжений на боковых затворах. Наличие «антикроссингов» на фазовой диаграмме свидетельствует о взаимодействии каналов друг с другом и гибридизации локализованных состояний. Сделаны оценки величины энергии взаимодействия каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А, экспериментальное исследование), РНФ (грант № 18-72-10058, изготовление экспериментальных образцов) и госзада-

ния (грант № 2019-200019, численное моделирование).

Литература

1. P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 4, 759 (2009).
2. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyayev // Applied Physics Letters, V. 112, 082102 (2018).
3. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. A. Shklyayev // Applied Physics Letters, V. 115, 152101 (2019).

Новые люминесцентные центры с участием собственных точечных дефектов в ZnSe:Fe

А.А. Пручкина¹, Д.Ф. Аминев¹, А.А. Гладиллин², С.И. Ченцов¹, В.С. Кривобок^{1*},
Е.Е. Онищенко¹, С.Н. Николаев¹, М.А. Чернопицкий¹, В.П. Калинушкин²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский просп. 53, Москва, 119991

² Институт общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Вавилова, д. 38, к. 5, Москва, 119991

*kolob7040@gmail.com

В кристаллическом селениде цинка, легированном железом, обнаружены новые люминесцентные центры, формирующие при температуре 5 К узкие линии излучения в районе 0.897 мкм и 1.8 мкм. Анализ вибранных полос, соответствующих данным центрам, подтвердил слабую связь соответствующих излучающих состояний с решёткой ZnSe. Определены частоты локализованных колебаний, связанных с обнаруженными дефектами. Показано, что переход 1.8 мкм сформирован с участием Fe и собственного точечного дефекта цинковой подрешётки

Введение

Как известно, в случае внедрения переходных элементов с незаполненной внутренней оболочкой в кристаллическую матрицу, расщепление состояний оболочки под воздействием кристаллического поля приводит к появлению новых электронных уровней и полос поглощения/люминесценции, связанных с переходами между этими уровнями. Энергетическое положение электронных уровней и, как следствие, структура переходов зависят от величины (локального) кристаллического поля и его симметрии. Таким образом, оптические свойства переходного элемента, в значительной степени, определяются его ближайшим окружением. Эта особенность переходных элементов дает возможность рассматривать их в качестве «зондов» для исследования различных нарушений кристаллической решетки, прямой оптический доступ к которым затруднен либо отсутствует вовсе. Применение подобного подхода наиболее интересно для «зондирования» собственных точечных дефектов, свойства которых активно обсуждаются в современной литературе. Насколько нам известно, возможность использования переходных элементов в качестве «оптических зондов» для локальных полей в кристаллической матрице, а также точечных и/или протяженных дефектов в литературе не обсуждалась.

Измерения спектров низкотемпературной фотолюминесценции проводились в проточном гелиевом криостате при температуре 5 К. Источником возбуждения служил непрерывный лазер, работающий на длине волны 405 нм. Плотность мощности возбуждения составляла ~ 0.02 Вт/см². Сигнал люми-

несценции анализировался решеточным монохроматором оснащенным многоканальным ПЗС детектором.

Методика эксперимента

В данной работе исследовались образцы ZnSe, легированные Fe методом термодиффузии в атмосферах цинка или аргона. Использование различных условий легирования позволило получить образцы ZnSe:Fe, в которых наряду с примесью железа присутствовали собственные точечные дефекты, связанные с недостатком цинка или селена. Профиль распределения оптически активного железа Fe²⁺ перпендикулярно плоскости легирования определялся с помощью измерений пропускания в среднем ИК диапазоне. Известный профиль распределения легирующего компонента в сочетании с измеренными профилями распределения сигнала люминесценции на заданной длине волны применялись для поиска комплексных дефектов, в состав которых входит Fe²⁺.

Результаты и обсуждение

С помощью измерений низкотемпературной фотолюминесценции были обнаружены новые люминесцентные центры, формирующие узкую бесфононную линию излучения в районе 0.897 мкм и 1.8 мкм (см. рис. 1). Помимо бесфононных линий, в спектрах наблюдаются фонные повторения, обусловленные взаимодействием с решеткой ZnSe, а также сателлиты, которые могут быть связаны с локальными фонными модами.

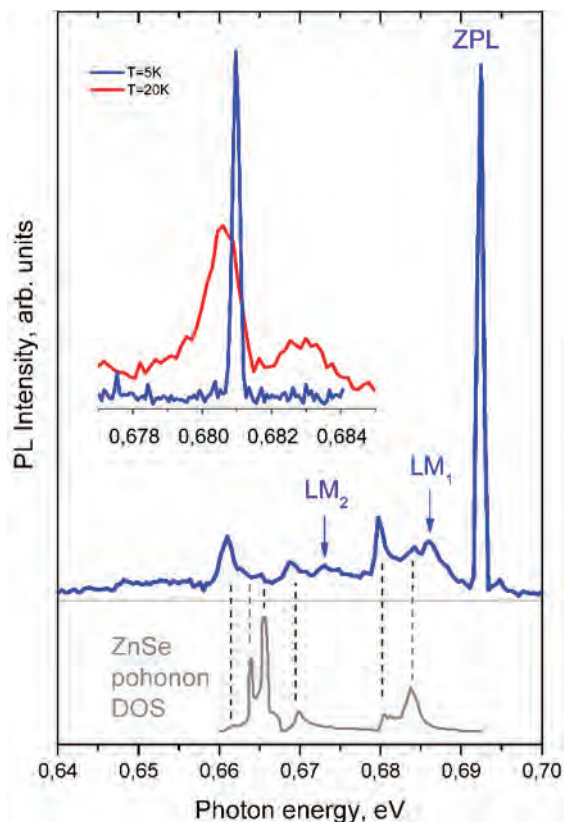


Рис. 1. Фрагмент спектра излучения ZnSe:Fe записанный при температуре (5K) и возбуждении излучением с длиной волны 533 нм. На вставке приведена тонкая структура бесфононной (ZPL) люминесценции при температурах 5 K и 20 K. В нижней части рисунка показана рассчитанная фонная плотность состояний в ZnSe, совмещенная с вибронной полосой обнаруженного центра. LM₁ и LM₂ – локальные фононные моды

Связь более длинноволнового центра (1.8 мкм) с собственными точечными дефектами цинковой подрешетки подтверждается его исчезновением при отжиге образцов в атмосфере цинка. С другой стороны, наличие локализованных, достаточно низкочастотных колебаний, указывает на участие вакансий в окружении атома Fe, формирующего внутрицентральной переход. Таким образом, полученные данные указывают на возможность прямого оптического зондирования вакансий цинка ионами Fe²⁺ в ZnSe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№18-29-20122, №19-32-90176, №19-32-7004).

Разогрев и релаксация энергии электронно-дырочного газа в треке заряженной частицы высокой энергии

А.С. Пузанов^{1,*}, С.В. Оболенский¹, В.А. Козлов^{2,1}

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*aspuzanov@inbox.ru

На основе алгоритма Монте-Карло разработан метод расчета энергетического спектра горячих неравновесных электронов и дырок в треке первичного атома отдачи. Проведены расчеты разогрева и последующей релаксации неравновесных носителей заряда в кремнии в треке заряженной частицы с энергией 200 кэВ. Получены характерные температуры электронной и дырочной плазмы, которые составили 5400 К и 2700 К, соответственно.

Введение

Основной тенденцией развития цифровой и аналоговой твердотельной электроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур, что приводит к улучшению их характеристик: уменьшению энергии переключения цифровых элементов и уменьшению времени пролета рабочей области аналоговых элементов.

Это обуславливает рост числа элементов цифровых микросхем и увеличение предельных частот аналоговых устройств. При этом уменьшение размеров полупроводниковых элементов до размеров порядка длины релаксации энергии (30 нм для электронов в кремнии) приводит к усилению физических эффектов, связанных с «горячими» носителями заряда [1, 2].

В работе [3] при помощи локально-неравновесной диффузионно-дрейфовой модели [4] было проведено моделирование обратимых одиночных сбоев функционирования ячеек статической памяти с проектными нормами 100...500 нм при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления и интерпретирована серия облучательных экспериментов микросхем статической памяти с проектными нормами 350 нм.

При этом температура неравновесных носителей заряда в треке первичного атома отдачи предполагалась равной температуре кристаллической решетки [5], что оправдано для указанных выше топологических норм, но может оказаться недостаточным для анализа сбоеустойчивости цифровых микросхем с нанометровыми топологическими нормами.

Метод расчета

Энергетический спектр мгновенных нейтронов спектра деления $n(E_n)$ может быть аппроксимирован зависимостью

$$n(E_n) = e^{-E_n} \sinh(\sqrt{2E_n}), \quad (1)$$

где E_n – энергия нейтрона.

Согласно законам сохранения энергии и импульса энергия, передаваемая первичному атому отдачи E_a при упругом взаимодействии, определяется следующим соотношением

$$E_a = \frac{4M_n M_a}{(M_n + M_a)^2} \sin^2\left(\frac{\chi}{2}\right), \quad (2)$$

где M_n и M_a – массы нейтрона и атома, соответственно, χ – угол между направлением движения нейтрона до и после столкновения.

Для расчетов максимальной величины передаваемой энергии от первичного атома отдачи валентным электронам полупроводника воспользуемся формулой (2). Анализ показывает, что средняя энергия мгновенных нейтронов спектра деления составляет 2 МэВ, а средняя энергия первичных атомов отдачи Si составляет 140 кэВ. Таким образом, величина передаваемой энергии от первичного атома отдачи валентным электронам полупроводника не превосходит энергии объемных плазмонов (16,7 эВ для Si). Это означает, что единственным каналом возникновения неравновесных электронно-дырочных пар в этих условиях является генерация валентных электронов в зону проводимости.

В простейшем случае, функция плотности вероятности передачи энергии первичного атома отдачи валентным электронам может быть получена из дифференциального сечения рассеяния. Более точным представляется подход, основанный на диэлектрическом формализме. В этом случае распределение передаваемой энергии $p(\Delta E)$ может быть описано следующим выражением [6]

$$p(\Delta E) \propto \left(A(\Delta U - 1)^{-1/2} + (B\Delta U + 1)^{5/2} \right)^{-1}, \quad (3)$$

где $\Delta U = \Delta E/E_g$ – отношение передаваемой энергии ΔE к ширине запрещенной зоны полупроводника E_g , $A = 5B(\Delta U_{peak} - 1)^{3/2} (B\Delta U_{peak} + 1)^{3/2}$, $B = 0,1$ и $\Delta U_{peak} = 2,5$ для Si.

После расчета передаваемой энергии необходимо определить распределение по энергии генерируемых электронов E_e и дырок E_h [6]

$$p(E_h, E_e | \Delta E) \propto \rho_v(E_h) \rho_c(E_e), \quad (4a)$$

$$E_e = \Delta E - E_h - E_g, \quad (4б)$$

где $\rho_v(E_h)$ и $\rho_c(E_e)$ – функции плотности состояний дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости. Для расчетов зонной структуры и плотности состояний использовался метод эмпирического псевдопотенциала [7].

Релаксация энергии неравновесных носителей заряда учитывалась через механизмы ударной ионизации и рассеяния на оптических фононах, частоты которых были взяты из работы [8].

Результаты и обсуждение

В ходе расчетов были получены начальные распределения по энергии неравновесных носителей заряда для Si в треке первичного атома отдачи (рисунок 1). Как следует из формул (3) и (4) начальные распределения по энергии неравновесных электронов и дырок определяются энергетической зависимостью плотности состояний носителей в валентной зоне и зоне проводимости, а также функцией распределения передаваемой энергии.

Последнее обеспечивает монотонный спад функции распределения электронов при энергиях свыше 3,2 эВ и дырок при энергиях свыше 10,3 эВ.

За время пролета первичного атома отдачи через область моделирования (~0,1 пс) температуры

электронов и дырок вдоль трека выравниваются и составляют $T_e = 5400$ К и $T_h = 2700$ К для максимальной передаваемой энергии 15,6 эВ, что соответствует энергии первичного атома отдачи Si 200 кэВ. Дальнейшая релаксация энергии неравновесных носителей заряда происходит за счет взаимодействия с решеточной подсистемой и выноса энергии из трека за счет его диффузионного размытия.

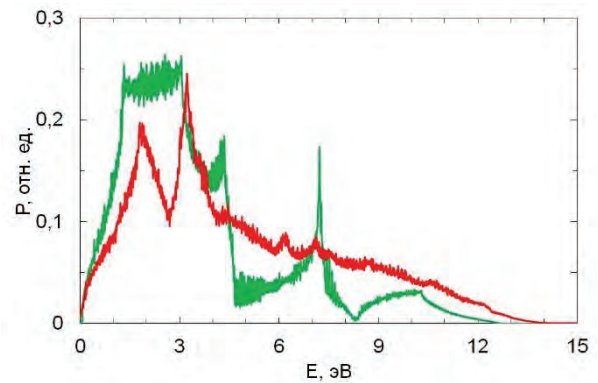


Рис. 1. Начальное распределение по энергии неравновесных электронов (красная кривая) и дырок (зеленая кривая) для Si в треке первичного атома отдачи. Максимальная передаваемая энергия 15,6 эВ

Литература

1. Ю. Пожела Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.
2. М. Шур Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
3. А. С. Пузанов, М. М. Венедиктов, С. В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 53, № 9. С. 1250 (2019).
4. А. С. Пузанов, С. В. Оболенский, В. А. Козлов // Физика и техника полупроводников. Т. 52, № 11. С. 1295 (2018).
5. И. Ю. Забавичев, А. А. Потехин, А. С. Пузанов и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 53, № 9. С. 1279 (2019).
6. R. D. Narayan, R. Miranda, P. Pez // J. Appl. Phys. V. 111. P. 064910 (2012).
7. M. L. Cohen, T. K. Bergstresser // Phys. Rev. V. 141, № 2. P. 789 (1966).
8. T. Kotani, M. Schilfgarde // Phys. Rev. B. V. 81. P. 125201 (2010).

Нетривиальные явления при МПЭ синтезе нитридных и других III-V наноструктур на подложках кремния и SiC/Si

Р.Р. Резник^{1-4,*}, К.П. Котляр¹, С.А. Кукушкин^{2,5}, Н.В. Крыжановская¹, Г.Э. Цырлин¹⁻³

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН им. Ж.И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

4 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская набережная, 7-9, Санкт-Петербург, 199034.

5 Институт Проблем Машиноведения РАН, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178.

*moment92@mail.ru

Продемонстрирована принципиальная возможность роста GaN, InN и других A³B⁵ нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пусковой эпитаксии на кремниевой подложке с наноразмерным буферным слоем карбида кремния. Исследованы морфологические и оптические свойства полученных систем. Показано, что интенсивность пика спектра фотолюминесценции GaN структур более чем в 2 раза выше, чем у лучших структур ННК без буферного слоя карбида кремния. GaAs, AlGaAs и InAs нитевидные нанокристаллы обладают меньшим диаметром по сравнению с идентичными структурами на кремнии. Открыт новый механизм восходящей диффузии кремния в GaN ННК. Продемонстрирована принципиальная возможность синтеза InGaN наноструктур сложной морфологии на неподготовленной поверхности кремния. Показано, что такие структуры являются перспективными для оптических приложений.

Введение

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также A³B⁵ соединения представляют большой интерес для создания электронных [1] и оптоэлектронных устройств [2]. Высокая механическая прочность нитридов в сочетании с химической стойкостью и высокой (2500°C [3]) температурой плавления обеспечивают стабильность работы приборов на его основе в сложных условиях. Отсутствие подложек из нитрида галлия побуждает исследователей к поиску подходящих подложек для роста структур на основе GaN. Использование в этом качестве сапфира приводит к генерации высокой плотности дислокаций [4] из-за значительного (13%) рассогласования межатомных расстояний в плоскости интерфейса (0001). Подложки из карбида кремния, наиболее подходящие для формирования GaN с точки зрения согласования параметров решеток на границе раздела, не могут широко использоваться по причине малых площадей и их высокой стоимости. С другой стороны, очень перспективными являются работы по выращиванию слоев GaN на кремнии [5], так как кремний - такая технология выращивания позволяет интегрировать оптоэлектронные приборы на основе нитрида галлия в кремниевую микро- и нанозлектронику. Однако при сопряжении плоскостей Si(111) и GaN(0001) несоответствие параметров решетки

составляет 17%, различие коэффициентов термического расширения — 33%. Это приводит к образованию высокой плотности дефектов различной природы в эпитаксиальном слое, ухудшающих характеристики созданных на его основе приборов.

В данной работе для уменьшения плотности дислокаций несоответствия использовался нанометровый (порядка 50÷100 nm) буферный слой SiC, который выращен на Si методом химического замещения атомов. Различие параметров решетки, например, в плоскостях (0001) GaN и (111) SiC составляет только 3% [2]. Также, вместо планарного слоя, был произведен синтез GaN и InN и A³B⁵ соединений в виде нитевидных нанокристаллов (ННК), которые позволяют радикально уменьшить плотность структурных дефектов [6]. Управляемый синтез ННК позволяет осуществлять контроль их электронных свойств, в том числе степени легирования n- и р-типа [7], и создавать их основе ультрафиолетовые лазеры [8] и светодиоды [7].

Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности роста нитевидных нанокристаллов GaN, InN и A³B⁵ соединений на буферном слое карбида кремния на кремнии и сравнение кристаллографических и оптических свойств полученных структур с выращенными ранее ННК на кремнии без буферного слоя.

Результаты оптических измерений выращенных GaN ННК свидетельствуют о высоком содержании кремния в ННК. Этот факт был подтвержден и другими измерениями.

В своем большинстве ННК, вследствие достаточно большого диаметра (обычно превосходящего или сравнимого с длиной волны де Бройля объемного материала) представляют собой не одномерные, а квази-одномерные наноматериалы. Для наиболее полного применения ННК как квантовых материалов необходимо уменьшать их поперечный диаметр. Критический диаметр капли катализатора, под которой может формироваться нитевидный нанокристалл, зависит от соотношения постоянных решеток материалов подложки ННК и уменьшается с увеличением этого соотношения. Таким образом, следует ожидать, что дальнейшее рассогласование по постоянной решетки подложки и материала ННК приведет к уменьшению диаметра выращенных ННК. К тому же, благодаря релаксации механических напряжений на гранях нитевидных нанокристаллов, дальнейшее увеличение рассогласования не приведет к образованию дефектов в выращенных наноструктурах.

В данной работе с целью уменьшения диаметра АЗВ5 (GaAs, AlGaAs и InAs) нитевидных нанокристаллов для роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии были использованы гибридные подложки кремния ориентации (111) с нанометровым буферным слоем карбида кремния. Для данных гибридных подложек рассогласование по постоянной решетки с этими АЗВ5 соединениями значительно больше, чем обычной кремниевой подложки (так, для GaAs и AlGaAs - 44% (для кремния - 4%), для InAs - 48% (для кремния 11 %)). Изучение структурных свойств выращенных ННК подтвердило уменьшение их диаметра по сравнению с ННК на кремниевой подложке. Оптические измерения по-

казали наличие сложной структуры AlGaAs ННК на гибридной подложке SiC/Si.

Помимо этого, в работе представлены результаты экспериментальных исследований синтеза методом МПЭ и исследования морфологических и оптических свойств InGaN наноструктур сложной морфологии непосредственно на неподготовленной поверхности кремния. Результаты морфологических исследований показали, что рост происходит в несколько этапов. Выращенные структуры демонстрируют спектры фотолюминесценции в широком диапазоне длин волн вплоть до комнатной температуры. Все эти факты указывают на перспективность таких структур для оптических приложений.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 18-72-10047.

Литература

1. S.J. Pearton, F. Ren. // *Advanced Materials*, V. 12, 1571 (2000).
2. S. Nakamura, G. Fasol. // *New York: Springer-Verlag*, V. 368 (1997).
3. Ioffe data archive <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM..>
4. Р.Н. Кютт. // *Письма в ЖТФ*, V. 15, 14 (2010).
5. И.Г. Аксянов, В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилиев, М.Е. Коман, Е.В. Коненкова, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, С.Н. Родин, Н.А. Феоктистов, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов. // *Письма в ЖТФ*, V. 11, 54 (2008).
6. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. // *ФТП*, V. 43, 1585 (2009).
7. Z. Zhong, F. Qian, D. Wang. // *Nano Letters*, V. 3, 343 (2003).
8. H.J. Choi, J.C. Johnson, R. He. // *J. Phys. Chem. B.*, V. 107, 8721 (2003).

Оптические и фотоэлектрические свойства множественных $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$) квантовых ям

В.Г. Ремесник^{1*}, Н.Н. Михайлов^{1,2}, С.А. Дворецкий^{1,3}, В.Я. Алешкин⁴

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

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

3 Национальный исследовательский Томский государственный университет, пр. Ленина, 36Томск, 634050.

4 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*remesnik@isp.nsc.ru

Проведено исследование спектров поглощения и фотопроводимости $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ квантовых ям (КЯ) с содержанием теллурида кадмия X_{CdTe} около 0,1 молярных долей. Для $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}/\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ КЯ получена зависимость энергетических уровней размерного квантования от толщины квантовых ям 2,8 -13 нм в температурном интервале 77-298 К. Представлены результаты исследования фотоэлектрических характеристик резистивных ИК фотоприемников на основе множественных $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ КЯ.

$\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$)/ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ квантовые ямы (КЯ) молярным содержанием теллурида кадмия $x \leq 0.1$ могут использоваться как приемники, так и источники стимулированного излучения в ближнем (3-5 мкм) и длинноволновом ИК (8-30 мкм) диапазоне.

Методика экспериментов и результаты

Для исследования оптических характеристик (энергетического положения уровней размерного квантования) предложена оригинальная неразрушающая методика на основе анализа зависимости спектра оптического поглощения $A = \lg(1/(T+R))$ от волнового числа ν , где T и R – коэффициенты пропускания и отражения. Исследованы структуры с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ КЯ толщиной от 2,8 нм до 13 нм с различным составом x от 0,001 до 0,1 в температурном интервале 77 - 298 К. Эти же структуры исследовались методом измерения продольной фотопроводимости с In -контактами. На рис.1 приведены расчетные и экспериментальные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования от толщины КЯ при $T=77\text{K}$.

Из приведенных данных следует, что энергия уровней размерного квантования уменьшается с увеличением толщины слоя $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$. Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных- и расчетных данных. Расчеты проводились с использованием гамильтониана Кейна 8×8 в качестве оператора кинетической энергии в температурном интервале 77 - 298К. Исследование уровней размерного квантования было проведено для сверхреше-

ток CdTe/HgTe по измерениям спектров пропускания было проведено авторами работы [1].

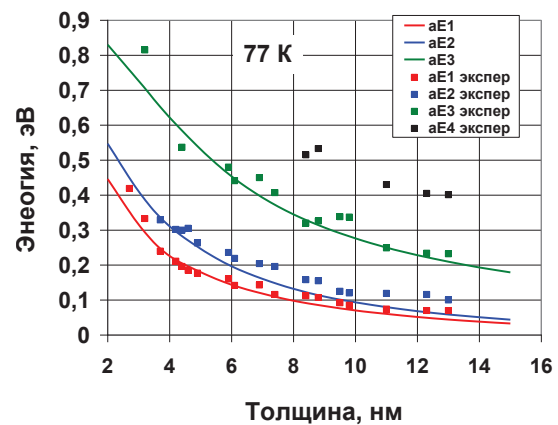


Рис. 1. Положение энергетических уровней размерного квантования аЕ1, аЕ2, аЕ3 и аЕ4 для $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}/\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ КЯ при 77К в зависимости от толщины слоя $\text{Cd}_{0,1}\text{Hg}_{0,9}\text{Te}$. Точки – экспериментальные значения. Сплошные линии – расчет

По аналогии с этими исследованиями наблюдаемые нами энергетические уровни размерного квантования уровни аЕ1 и аЕ2 можно связать с переходами с уровней тяжелых и легких дырок на 1-ый электронный уровень и аЕ3 с уровня тяжелых дырок на 2-ой электронный уровень. Пока не ясно с какими переходами можно объяснить экспериментально наблюдаемый уровень аЕ4. Расчет показал, что энергетическое положение уровней размерного квантования уменьшается на величину $\sim 0,1\text{eV}$ при уменьшении мольного содержания теллурида кадмия в слое КЯ до чистого HgTe ($X_{\text{CdTe}} = 0$). Также уменьшение содержания теллурида кадмия барьеров приводит к уменьшению энергии уровней размерного квантования энергии.

Проведено исследование максимума и длинноволнового края чувствительности спектральной зависимости фотопроводимости для множественных HgCdTe КЯ с толщины слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$ в интервале 3,2 – 10,5 нм от температуры. На рис. 2 приведены изменения фотопроводимости, измеренной для HgCdTe КЯ с различной толщиной слоя.

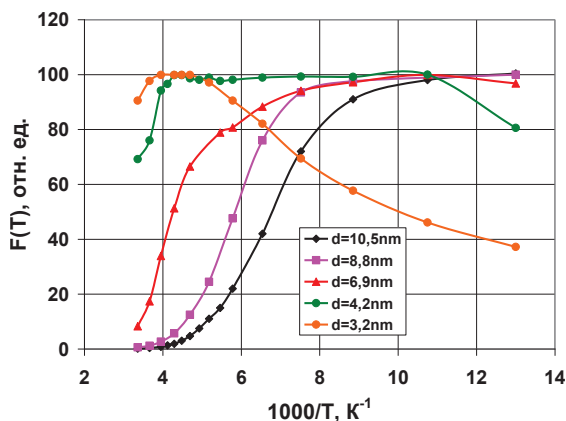


Рис. 2. Зависимость максимума спектральной зависимости фотопроводимости множественных HgCdTe КЯ с различной толщиной слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$ от температуры

Из приведенных данных следует, что для структур с множественными КЯ толщиной 9-10 нм ($\lambda_{0,5} \sim 14$ мкм) фоточувствительность (амплитуда фотосигнала) растет с понижением температуры аналогично поведению объемного КРТ. При толщинах ям 4 нм ($\lambda_{0,5} \sim 5$ мкм) фоточувствительность практически не зависит от температуры. И, наконец, при толщинах 3 нм ($\lambda_{0,5} \sim 3$ мкм) фоточувствительность максимальна при комнатных температурах, спадая в 2 раза при охлаждении до азотных температур. В настоящее время проводится анализ для объяснения причин, определяющих такое поведение максимума спектральной зависимости фотопроводимости от температуры.

На рис. 3 приведены значения длинноволновой границы спектральной зависимости фотопроводимости HgCdTe КЯ от толщины слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$ при 77К и 298К. Из приведенных данных наблюдается линейная зависимость длинноволновой границы спектральной зависимости фотопроводимости от температуры. Следует отметить, что множественные HgCdTe КЯ позволяют значительно уменьшить темновые токи ИК фотоприёмника по сравнению с аналогом на основе твердого раствора с толщиной слоев несколько мкм для одинаковой длинноволновой границы фоточувствительности. Квантование нижнего уровня переходов позволяет избежать ха-

рактерного для объемного материала HgCdTe Урбаховского хвоста поглощения.

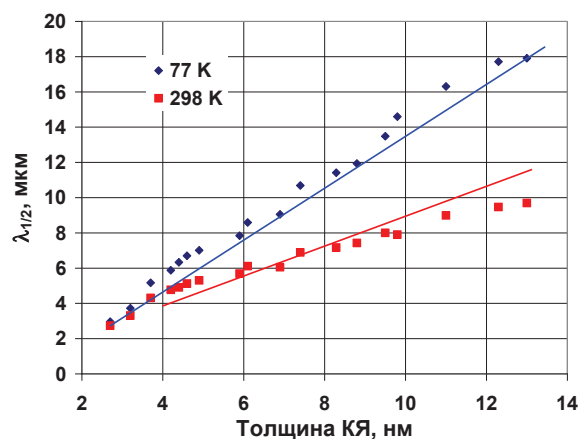


Рис. 3. Зависимость максимума спектральной зависимости фотопроводимости множественных HgCdTe КЯ с различной толщиной слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$ от температуры

Заключение

Проведено исследование спектров поглощения и фотопроводимости $Cd_yHg_{1-y}Te/Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ квантовых ям (КЯ) с содержанием теллурида кадмия X_{CdTe} около 0,1 молярных долей.

Найдено 4 уровня размерного квантования аЕ1, аЕ2, аЕ3 и аЕ4, энергетическое положение которых уменьшается как с увеличением толщины и уменьшением молярного содержания теллурида кадмия слоя $Cd_xHg_{1-x}Te$, так и с уменьшением молярного содержания теллурида кадмия в барьерных слоях КЯ. Для структур с множественными КЯ толщиной 9-10 нм ($\lambda_{0,5} \sim 14$ мкм) фоточувствительность (амплитуда фотосигнала) растет с понижением температуры аналогично поведению объемного КРТ.

Для HgCdTe КЯ с слоем $Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной 3,2 нм ($\lambda_{0,5} \sim 3$ мкм) наблюдается температурная зависимость с максимумом около комнатной температуры.

Длинноволновая граница спектральной зависимости фотопроводимости смещается в область более длинных волн при увеличении толщины слоя d $Cd_xHg_{1-x}Te$ при 77 К и 298 К.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053).

Литература

1. C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke *et al.* // Physical Review B, V. 62, 10353 (2000).

Микроволновое поглощение «темными» плазменными модами в диске

Д.А. Родионов*, И.В. Загороднев, А.А. Заболотных, В.А. Волков

Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 корп. 7, Москва, 125009.

*rodionov.da@phystech.edu

Найдены аналитические выражения для положения и ширины резонансного поглощения электромагнитного излучения темными (осесимметричными) плазменными колебаниями в двумерном электронном газе в форме диска. Проводимость системы рассматривалась в рамках модели Друде. Показано, что в бесстолкновительном пределе ширина линии определяется квадрупольным излучением системы. В общем случае происходит конкуренция между столкновительным и радиационным уширением.

Введение

Двумерные (2D) плазменные колебания интересны своим бесщелевым законом дисперсии, зависящим от геометрии структуры, и возможностью непрерывной перестройки частоты с помощью напряжения на затворе. Для возбуждения плазменных колебаний обычно используют неоднородные системы, например, металлические решететки, зонды ближнепольного оптического микроскопа, либо существенно ограниченные в размере образцы, например, образцы в форме диска. При этом большинство результатов получено в квазиэлектростатическом пределе, когда размер образца много меньше, чем длина волны возбуждающего электромагнитного излучения, т.е. без учета электромагнитного запаздывания. Лишь недавно экспериментально начались активные и систематические исследования таких структур в режиме существенного электромагнитного запаздывания [1]. При этом в дисках, как оказалось, довольно легко возбуждается "темная", т.е. осесимметричная, плазменная мода [2, 3]. Эта мода представляет собой удобную платформу для теоретического анализа, т.к. в силу симметрии азимутальные токи в ней отсутствуют и описывающие ее уравнения относительно просты.

$$\frac{j_r(r)}{\sigma} = E_0 + \frac{i2\pi}{R\omega} \left[\frac{R^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{R^2}{r^2} + A^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right] \int_0^R \int_0^\infty \frac{r' t dr' dt}{R^2 \sqrt{t^2 - A^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} J_1(tr'/R) J_1(tr/R) j_r(r'), \quad (\Phi 2)$$

где $j_r(r)$ – радиальная компонента тока, $J_1(z)$ – функция Бесселя первого рода и первого ка, E_0 – амплитуда внешнего поля, $\omega_0^2 = 2\pi n e^2 / (mR)$ – частота плазмона в квазистатическом случае в бесконечной системе, взятая при волновом векторе $q = 1/R$, $A = \omega_0 R / c$ – параметр запаздывания равный отношению частоты плазмона в квазистатическом случае в бесконечной систе-

В данной работе будет пранализирована линия поглощения микроволнового излучения этой модой с учетом эффектов электромагнитного запаздывания.

Постановка задачи

Рассмотрим 2D электронный газ в форме диска радиуса R в вакууме с проводимостью в модели Друде $\sigma = (ne^2\tau/m)/(1 - i\omega\tau)$, где n – двумерная концентрация носителей в диске, τ – время релаксации носителей, e и m – заряд и эффективная масса носителей заряда соответственно. Пусть на эту систему падает внешнее электромагнитное поле, имеющее в своем мультипольном разложении гармонику $\mathbf{E}^{ext}(\mathbf{r})$ с орбитальным моментом $l=0$ (осесимметричное поле). В результате в системе возникают токи $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, которые в свою очередь, индуцируют поле $\mathbf{E}^{ind}(\mathbf{r})$. Мы считаем, что все поля и токи осциллируют на одной частоте ω . Токи связаны с полным полем:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sigma (\mathbf{E}^{ext}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{ind}(\mathbf{r})), \quad (\Phi 1)$$

Используя преобразование Ганкеля можно получить интегро-дифференциальную связь между индуцированным полем и током [4]:

ме к частоте света при том же волновом векторе q [1].

Метод решения

Токи, возникающие в диске, должны удовлетворять граничным условиям:

$$j_r(0) = 0, \quad j_r(R) = 0 \quad (\Phi 3)$$

Первое условие в (ф3) следует из уравнения непрерывности в предположении конечности плотности заряда в центре диска. Второе условие обеспечивает не вытекание заряда из диска.

Решение уравнения (ф2) будем искать раскладывая ток в ряд по базису функций. В качестве такого базиса можно взять многочлены ряда Тейлора в окрестности края диска, домноженные на r , чтобы удовлетворить условиям (ф3). Мы оставим только одну базисную функцию, чтобы получить аналитические выражения. Сравнение с численными расчетами показывает, что это очень хорошее приближение.

Таким образом, мы ищем ток в виде $j_r(r) = \alpha \cdot r/R(1 - r/R)$, где α – неизвестный (пока) коэффициент.

Домножением на $r^2/R^2(1 - r^2/R^2)$ и интегрированием по r интегро-дифференциальное уравнение (ф2) сводится к линейному уравнению на коэффициент α , зная который находится ток и поглощаемая в системе мощность.

Результаты

Аналитический анализ выражения для поглощения даёт следующий результат для положения резонанса ω_{max} и его ширины $\Delta\omega$:

$$\omega_{max} = 1.869\omega_0 \left[1 - 0.084A^2 - 0.0096A^4 - \frac{0.017}{\omega_0\tau} A^5 \right] + \dots, \quad (\text{ф4})$$

$\Delta\omega =$

$$\frac{1}{\tau} (1 - 0.169A^2 - 0.053A^4) + 0.061\omega_0 A^5 + \dots, \quad \omega_0\tau \gg 1 \quad (\text{ф5})$$

Заметим, что при $A = 0$ для положения резонанса получается известный результат [5].

Последнее слагаемое в (ф5) соответствует радиационному затуханию. Чтобы показать это, представим рассматриваемую плазменную моду как кольцо радиуса R с зарядом q и точечным зарядом $-q$ в его центре. Дипольный момент моды равен нулю. Квадрупольный момент такой модельной системы есть $D = qR^2 \text{diag}\{1/2, 1/2, -1\}$. Энергия, уносимая квадрупольным излучением в единицу времени, равна $|D|^2/180c^5$, а энергия системы q^2/R . Таким образом при частоте резонанса $\omega \sim 1.896\omega_0$, радиационное затухание – отношение уносимой энергии за единицу времени к полной энергии системы – есть $0.118\omega_0 A^5$, что находится в соответствии с (ф5).

Таким образом, в работе аналитически проанализированы зависимости положения и ширины резонанса, вызванного поглощением темной плазменной модой, от параметра запаздывания. Впервые в аналитическом виде получена поправка к положению резонанса и его ширине при малых (но существенных) эффектах электромагнитного запаздывания.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств гранта РФФИ 16-12-10411.

Литература

1. P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, I.V. Kukushkin // Physical Review Letters., V. 121, 176804 (2018).
2. V.M. Muravev, I.V. Andreev, V.N. Belyanin et al. // Physical Review B, V. 96, 045421 (2017).
3. V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev et al. // JETP Letters, V. 109, 663 (2019).
4. I.V. Zagorodnev, D.A. Rodionov, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov // Semiconductors, V. 53, 7 (2019).
5. A. L. Fetter // Physical Review B, V. 33, 5221 (1986).

Диодные структуры с p-n-переходом GaAs на подложках Ge/Si(100)

А.В. Рыков^{1,*}, С.А. Денисов¹, В.Г. Шенгуров¹, Н.В. Байдусь¹, Ю.Н. Бузынин²

¹ НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*rikov@nifti.unn.ru

Слои GaAs выращивались методом МOC-гидридной эпитаксии на подложках Ge/Si(001), которые формировались путем химического осаждения из газовой фазы с разложением GeH₄ на горячей проволоке. Высокое структурное качество тонких слоев Ge (0,2-0,3 мкм) на кремниевой подложке позволило выращивать высококачественные слои GaAs. Полученные в результате диодные структуры n+-GaAs/p-GaAs/p-Ge/p+-Si демонстрируют низкие обратные токи.

Введение

Рост эпитаксиальных слоев германия на кремниевых подложках в последнее время привлекает большое внимание исследователей в связи с их потенциальным использованием в устройствах фотоники и электроники [1-3]. Особенно важно, что технология Ge совместима с технологией Si, и Ge можно использовать в стандартных технологических процедурах для кремния при изготовлении приборных структур. Кроме того, подложки Ge на Si демонстрируют большой потенциал в качестве шаблонов для выращивания эпитаксиальных слоев A3B5, поскольку Ge имеет близкую постоянную решетки с GaAs [4].

Для выращивания высококачественных эпитаксиальных слоев Ge/Si(100) в НИФТИ был разработан метод химического осаждения из газовой фазы с использованием горячей проволоки (HW CVD) [5]. Слои германия толщиной 0,2-5 мкм выращивают при постоянной низкой температуре 350°C со средней скоростью роста 1 мкм в час. Плотность дислокаций слоя Ge толщиной 1,4 мкм составляет около 10⁶ см⁻² (определяется по плотности ямок травления), а шероховатость поверхности слоя (rms) достигла 0,37 нм. Тонкие слои Ge на подложках Si обладают высоким структурным качеством: по данным рентгеноструктурного анализа FWHM в среднем составляет около 0,06°.

Эксперимент

Эпитаксиальный рост слоев Ge на подложках Si(001) осуществлялся методом HW CVD с параметрами, близкими к описанным в [5]. Подложки представляли собой пластины КДБ-0,005 с ориентацией (001)±4° к <110>. Буферный слой Si выращивался при температуре 400°C из сублимационного источника Si. Этот слой также был легирован бором для создания слоя с повышенной концентрацией бора на его поверхности из-за сегрегации этой примеси по мере роста слоя. Слой германия толщиной 0,2-0,3 мкм выращивали при 350°C со скоростью 0,75 мкм в час. Рост слоя Ge инициировался разложением германа GeH₄ в области танталовой проволоки, нагретой до температуры 1350°C.

Рост слоев GaAs проводился при температуре подложки 480-650°C методом МOC-гидридной эпитаксии. Перед выращиванием подложки Ge/Si отжигали при температуре 600-700°C в водороде. Для диодной структуры сначала при пониженной температуре выращивался слой GaAs p-типа, легированный углеродом, толщиной 3 мкм. Затем при температуре 650°C был выращен слой GaAs, легированный кремнием, толщиной 0,5 мкм. Концентрация носителей составляла 10¹⁶ см⁻³ в слое p-типа и 10¹⁸ см⁻³ в слое GaAs n-типа. Мы исследовали некоторые электрические параметры полученной структуры n+-GaAs/p-GaAs/p-Ge/p+-Si. Для измерения вольтамперной характеристики были созданы мезоструктуры диаметром 300 мкм.

В данной работе мы исследовали структурное качество как отдельных слоев GaAs, так и диодных структур GaAs на Ge/Si (001). Для исследования слоев Ge и GaAs использовались методы просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифракции (РД).

Обсуждение

Обсуждение

На рис. 1 приведены ПЭМ-изображения поперечного сечения гетероструктуры Ge/Si(001). Большинство дислокаций расположены на границе раз-

дела Ge-Si (подложка Si показана внизу). Некоторые из них генерируют прорастающие дислокации (не показано здесь), которые, по мере их продвижения, встречаются и аннигилируют в области слоя Ge.

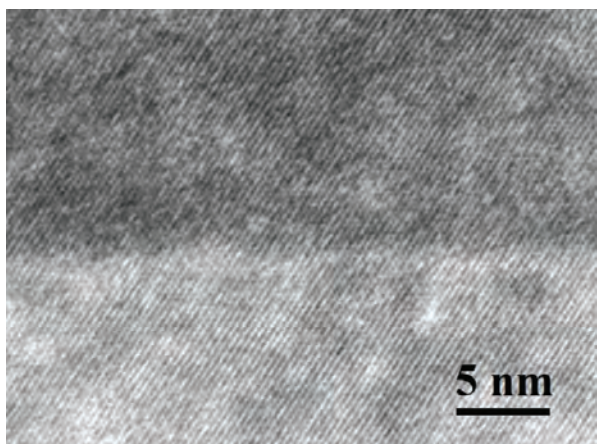


Рис. 1. ПЭМ-изображение гетерограницы Ge/Si в высоком разрешении

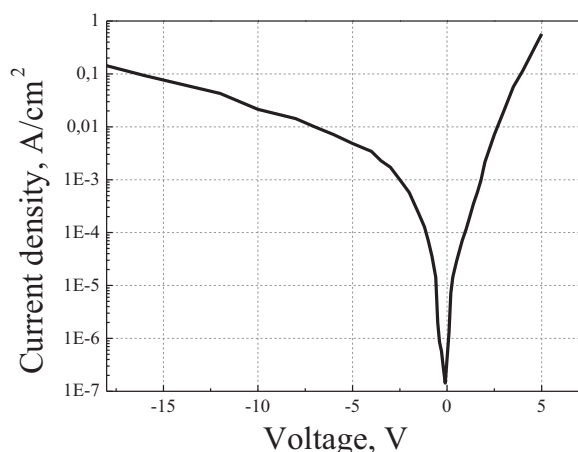


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика диода p^+ -GaAs/p-GaAs/p-Ge/ p^+ -Si

Спектр РД эпитаксиальной структуры GaAs/Ge/Si(001) включает пик GaAs с FWHM $0,091^\circ$ (типичное значение FWHM кривой качания в положении (004) GaAs составляет около $0,055^\circ$). Слой Ge толщиной 0,3 мкм, используемый для диодной структуры, имел значение FWHM $0,145^\circ$. Шероховатость поверхности верхнего слоя GaAs $rms = 0,5$ нм.

Был также выращен контрольный образец с одним слоем GaAs n-типа, легированным кремнием, на полуизолирующей подложке Ge/Si(001). Измерения

эффекта Холла показали концентрацию носителей $n = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu = 594 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и удельное сопротивление $\rho = 0,0009 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Подвижность носителей в контрольном образце примерно в 4 раза ниже, чем для образца GaAs на нативной подложке [6], что является следствием присутствия большого числа прорастающих дислокаций. На рисунке 2 показана вольт-амперная характеристика диодной структуры. Видно, что он имеет довольно низкие обратные токи и хорошие выпрямляющие свойства даже без использования пассивирующего покрытия на боковой поверхности p-n-перехода.

В заключение, методом МОС-гидридной мы выращивали, а затем исследовали, гетероструктуры с отдельными слоями GaAs, а также с n+-p переходом. В качестве подложек для гетероструктур использовались высококачественные слои Ge/Si(001), выращенные с использованием метода горячей проволоки. В результате диодные структуры показали низкие обратные токи. Полученные нами результаты указывают на возможность использования этих методов эпитаксиального роста структур GaAs/Ge/Si для изготовления различных прикладных структур, в том числе солнечных элементов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №18-32-00636).

Литература

1. J. M. Hartmann, A. Abbadie, A. M. Papon, P. Holliger, G. Rolland, T. Billon, and J. M. Fédéli 2004 *Journal of Applied Physics* **95** 5905.
2. J. Michel, J. Liu, L. Kimerling 2010 *Nature Photonics* **4** 527–534.
3. D.J. Paul 2004 *Semicond. Sci. Technol.* **19** R75
4. D. Kohen, S. Bao, K. H. Lee, K. E. K. Lee, C. S. Tan, S. F. Yoon, E. A. Fitzgerald 2015 *Journal of Crystal Growth* **421** 58–65.
5. S A Matveev, S A Denisov, D V Guseinov, V N Trushin, A V Nezhdanov, D O Filatov and V G Shengurov 2014 *J. Phys.: Conf. Ser.* **541** 012026.
6. D. L. Rode 1975 *Semiconductors and Semimetals* (N.Y. Academic Press) vol 10 p 1.

Гетероструктура AlGaInAs/InP с одномерным фотонным кристаллом для полупроводниковых лазеров с узкой диаграммой направленности

Ю.Л. Рябоштан, А.А. Мармалюк*, В.Н. Светогоров, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, А.В. Лобинцов, С.М. Сапожников, В.Д. Курносос, В.И. Романцевич, К.В. Курносос, О.О. Багаева, А.В. Иванов

Научно-исследовательский институт «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

*almarm@mail.ru

Показано, что использование асимметричной периодической структуры в волноводе позволяет создавать полупроводниковые лазеры на основе AlGaInAs/InP с расходимостью 25° – 35° в плоскости, перпендикулярной p - n переходу. Указанные результаты заметно отличаются от величин, характерных для традиционных лазеров на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения. Представлены результаты получения гетероструктур с асимметричным периодическим оптически связанным волноводом методом МОС-гидридной эпитаксии и исследования их характеристик.

Введение

Существует целый ряд практических приложений, в которых полупроводниковые лазеры, излучающие в спектральном диапазоне $1,5^\circ$ – $1,6$ мкм, требуют сопряжения с оптическим волокном. Эффективность ввода излучения во многом определяется диаграммой направленности полупроводникового лазера, в особенности расходимостью в плоскости, перпендикулярной p - n переходу. Традиционные конструкции лазеров на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения AlGaInAs/InP, как правило, характеризуются расходимостью в плоскости, перпендикулярной p - n переходу, превышающей 45° , что затрудняет стыковку с волокном. Причем, широко распространенные пути снижения расходимости, благодаря использованию гетероструктур с расширенными волноводами, в этой системе материалов оказываются низкоэффективными. Вместе с тем, известны работы, в которых продемонстрирована возможность сужения диаграммы направленности полупроводниковых лазеров, излучающих на длинах волн $0,65^\circ$ – $1,0$ мкм, путем введения периодически чередующихся слоев (одномерного фотонного кристалла) в волновод [1]. В данной работе предпринята попытка развить описанные подходы по использованию периодических оптически связанных волнопроводов для создания полупроводниковых лазеров спектрального диапазона $1,5^\circ$ – $1,6$ мкм с узкой диаграммой направленности.

Эксперимент

В работе были выращены две гетероструктуры AlGaInAs/InP с двумя напряженно-компенсированными квантовыми ямами в качестве активной области (рис. 1). Гетероструктура первого типа основана на расширенном асимметричном волноводе и описана в [2]. В гетероструктуре второго типа волновод с n -стороны заменен на семь пар периодически повторяющихся слоев с низким и высоким коэффициентом преломления (период $0,43$ мкм). Из всех гетероструктур были изготовлены и исследованы лазерные диоды (ЛД) мезаполосковой конструкции с шириной полоска 3 мкм

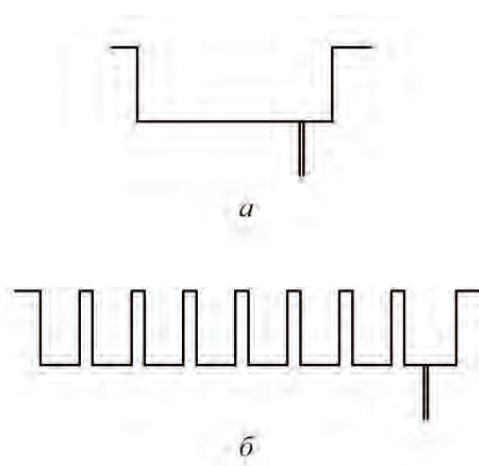


Рис. 1. Схематическое изображение волноводной части гетероструктуры: а) – раздельного ограничения; б) – с периодической оптически связанной структурой

Результаты и обсуждение

На рис. 2. представлены вольт-амперные (ВАХ) и ватт-амперные (ВтАХ) характеристики ЛД на основе гетероструктур двух типов. Видно, что ВтАХ для лазера с периодическим оптически связанным волноводом лежит выше ВтАХ лазера на основе гетероструктуры раздельного ограничения. Порог генерации для лазеров такого типа был ниже порога генерации традиционных лазеров. Однако лазеры с периодическим волноводом уступали лазерам раздельного ограничения по ВАХ. Для них характерны увеличенная отсечка и повышенное последовательное сопротивление. Это приводило к насыщению ВтАХ лазеров с периодическим волноводом при токах, превышающих 700 мА. По указанной причине не удалось получить для таких ЛД мощности излучения до 300 мВт, как в [2] при увеличении тока накачки.

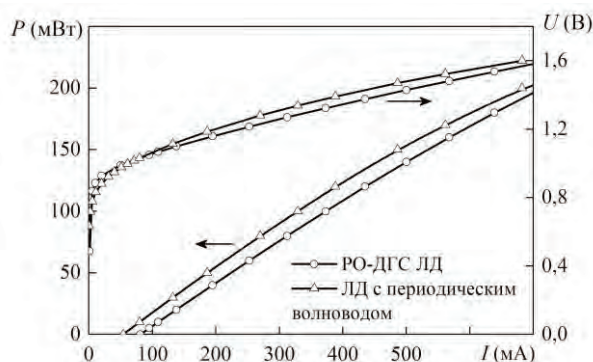


Рис. 2. Вольт-амперные и ватт-амперные характеристики ЛД на основе двойной гетероструктуры раздельного ограничения (○) и гетероструктуры с периодическим оптически связанным волноводом (Δ)

В данной работе проведены исследования расходимости излучения ЛД в двух плоскостях по уровню 0.5 максимума. Установлено, что расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной (\perp) p - n переходу для ЛД с длинами резонаторов $L = 1.6$ мм

и для мощностей излучения $P = 50$ мВт и 100 мВт находится в диапазоне 44° – 46° градусов для излучателей с расширенным асимметричным волноводом и 29° – 31° градус для излучателей с периодическим волноводом. Расходимость в плоскости, параллельной (\parallel) p - n переходу, для ЛД обоих типов составляла 6° – 7° градусов.

Сравнивая величины расходимости излучения перпендикулярно (в среднем 45°) и параллельно (в среднем 6.5°) p - n переходу по уровню 0.5 максимума ЛД первого типа с характеристиками лазеров второго типа видим, что введение периодического оптически связанного волновода способствует уменьшению расходимости излучения. В данном случае такие ЛД продемонстрировали уменьшение расходимости в 1.5 раза по быстрой оси при практически одинаковой расходимости излучения в плоскости, параллельной p - n переходу.

Выводы

Показано, что использование асимметричных периодических оптически связанных волноводов позволяют уменьшить расходимость излучения лазеров с 45° до 30° градусов при практическом сохранении пороговых и мощностных характеристик, свойственных обычным лазерам с резонатором Фабри-Перо.

Изменение конфигурации периодической части волновода (толщины и коэффициенты преломления слоев, количество периодов), может обеспечить дальнейшее сужение диаграммы направленности таких лазеров.

Литература

1. M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, I.I. Novikov *et al.* // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, V. 14, 1113 (2008).
2. П.В. Горлачук, А.В. Иванов, В.Д. Курносов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 48, 495 (2018).

Квантовая информатика с одиночными атомами и фотонами

И.И. Рябцев^{1, 2, *}, И.И. Бетеров^{1, 2, 3}, Д.Б. Третьяков^{1, 2}, В.М. Энтин^{1, 2}, Е.А. Якшина^{1, 2}, И.Г. Неизвестный^{1, 3}, А.В. Латышев^{1, 2}, А.Л. Асеев^{1, 2}

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

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

3 Новосибирский государственный технический университет, пр. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

*ryabtsev@isp.nsc.ru

В докладе будет дан краткий обзор современного состояния дел в области экспериментальной квантовой информатики с одиночными атомами и фотонами применительно к квантовым вычислениям и квантовым коммуникациям. Также представлены экспериментальные и теоретические результаты по лазерной спектроскопии одиночных ультрахолодных атомов и квантовой криптографии с одиночными фотонами, полученные авторами за последние годы в ИФП СО РАН.

Введение

Квантовая информатика – новое направление современной квантовой физики, в котором носителями информации или элементарными логическими ячейками являются одиночные квантовые объекты – фотоны, электроны, атомы, молекулы, ионы и т.д. Их основным отличием от классических объектов информатики является наличие специфических квантовых свойств: корпускулярно-волновой дуализм, дискретность энергетических состояний, квантовая суперпозиция состояний, возможность существования так называемых "перепутанных" квантовых состояний, связанная с ними нелокальность квантовых объектов и др.

Наиболее интересными направлениями квантовой информатики, которые могут иметь практические применения в ближайшем будущем, являются квантовые компьютеры и квантовая криптография. Квантовые компьютеры могут выполнять некоторые виды вычислений намного быстрее классических компьютеров. Квантовая криптография обеспечивает практически полную защищенность данных, передаваемых одиночными фотонами. Несмотря на несколько разные задачи, решаемые этими направлениями, они являются взаимосвязанными – именно потенциальная возможность создания квантовых компьютеров, умеющих за короткое время факторизовать (раскладывать на простые множители) большие числа, привела к созданию квантовой криптографии, которая, в отличие от классической криптографии, не требует факторизации больших чисел для расшифровки передаваемых данных.

В докладе будет дан краткий обзор современного состояния дел в области экспериментальной квантовой информатики с одиночными атомами и фотонами применительно к квантовым вычислениям и квантовым коммуникациям. Также представлены экспериментальные и теоретические результаты по лазерной спектроскопии одиночных ультрахолодных атомов и квантовой криптографии с одиночными фотонами, полученные авторами за последние годы в ИФП СО РАН.

Квантовые компьютеры на одиночных атомах

Одним из перспективных вариантов построения квантового компьютера является использование одиночных нейтральных атомов в качестве квантовых битов (кубитов) [1,2]. Такие атомы, захваченные с помощью лазерного излучения в оптические решетки или ловушки с периодом в несколько микрон и охлажденные до температуры <100 мК, образуют квантовый регистр кубитов, необходимый для реализации квантового компьютера. Квантовые алгоритмы должны выполняться в виде последовательности одно- и двухкубитовых квантовых операций. Однокубитовые операции осуществляются с помощью рамановских переходов в двухчастотном лазерном поле. Выполнение гораздо более сложных двухкубитовых операций достигается путем кратковременного лазерного возбуждения атомов в высоковозбужденные (ридберговские) состояния, для которых характерно сильное диполь-дипольное взаимодействие между атомами. Ридберговские атомы можно также использовать для детерминированной загрузки одиночных атомов в квантовые

регистры и выполнения многокубитовых квантовых операций. Работы в этом направлении активно ведутся в нескольких мировых научных центрах, включая ИФП СО РАН.

В экспериментах с ультрахолодными атомами Rb мы впервые наблюдали электрически управляемое резонансное диполь-дипольное взаимодействие двух ридберговских атомов Rb в малом объеме лазерного возбуждения [3], усиление таких взаимодействий с помощью радиочастотного поля [4,5], трехчастичные взаимодействия [6] и дипольную блокаду в мезоскопических ансамблях атомов Rb [7], которая используется для получения перепутанных квантовых состояний.

Мы также предложили теоретически новые схемы выполнения квантовых операций с мезоскопическими ансамблями атомов [8], томографии их квантовых состояний [9], квантовых операций на основе адиабатического прохождения [10,11] и трехкубитовые операции Тоффоли [12].

Квантовые коммуникации с одиночными фотонами

Основной задачей квантовой криптографии является поиск эффективных алгоритмов и разработка схем практической реализации передачи секретного квантового ключа для шифрования данных с использованием квантовых объектов – одиночных фотонов, распространяющихся через квантовый канал – свободное пространство или оптоволокно. Такие линии связи обеспечивают абсолютную секретность передачи данных благодаря законам квантовой механики, которые запрещают точное измерение квантового состояния одиночных фотонов при всякой попытке их несанкционированного перехвата. Работы в этом направлении также активно ведутся во многих мировых научных центрах, включая ИФП СО РАН [13-15].

В ИФП СО РАН созданы экспериментальные установки для генерации квантового ключа в атмосферных и оптоволоконных линиях связи с одиночными фотонами и выполнены демонстрационные эксперименты по однофотонной передаче данных. Ведется работа по увеличению скорости генерации ключа и дальности связи, а также изу-

чаются схемы генерации ключа с фазовым, поляризационным и временным кодированием одиночных фотонов. Кроме того, в ИФП СО РАН разрабатываются, создаются и исследуются генераторы одиночных фотонов на основе квантовых точек в полупроводниках и детекторы одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов, необходимые для квантовых линий связи.

Работа была поддержана грантом РНФ №18-12-00313 (в части квантовых операций с ридберговскими атомами) и Новосибирским государственным университетом (в части квантовых коммуникаций).

Литература

1. И.И. Рябцев *и др.* // УФН, Т. 182, №2, 206 (2016).
2. И.И. Рябцев *и др.* // Микроэлектроника, Т. 46, №2, 118 (2017).
3. I.I. Ryabtsev *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 104, 073003 (2010).
4. D.V. Tretyakov *et al.* // Phys. Rev. A, V. 90, 041403(R) (2014).
5. E.A. Yakshina *et al.* // Phys. Rev. A, V. 94, 043417 (2016).
6. D.V. Tretyakov *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 119, 173402 (2017).
7. И.И. Рябцев *и др.* // ЖЭТФ, Т. 157, №2, 206 (2020).
8. I.I. Beterov *et al.* // Phys. Rev. A, V. 88, 010303(R) (2013).
9. I.I. Beterov *et al.* // Laser Physics, V. 24, 074013 (2014).
10. I.I. Beterov *et al.* // Phys. Rev. A, V. 94, 062307 (2016).
11. I.I. Beterov *et al.* // Phys. Rev. A, V. 97, 032701 (2018).
12. I.I. Beterov *et al.* // Phys. Rev. A, V. 98, 042704 (2018).
13. В.Л. Курочкин *и др.* // Микроэлектроника, Т. 40, №4, 264 (2011).
14. И.И. Рябцев *и др.* // Вестник РАН, Т. 83, №7, 606 (2013).
15. И.И.Рябцев *и др.* // Микроэлектроника, Т. 46, №2, 131 (2017).

Применение дискретных метаморфных буферных слоев для формирования длинноволновых фотодиодов на подложке GaAs

И.В. Самарцев^{1*}, С.М. Некоркин¹, Б.Н. Звонков¹, К.Е. Кудрявцев², О.В. Вихрова¹,
А.В. Здравейщев¹, Н.В. Дикарева¹

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*woterbox@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs получена фоточувствительная гетероструктура с дискретным метаморфным буферным слоем. На основе полученной структуры изготовлены фотодиоды. Произведены исследования спектров фотолюминесценции и стимулированного излучения, спектров фототока, вольт-амперных характеристик. Показано, что данный способ формирования метаморфного буферного слоя позволяет получить стимулированное излучение от объемного $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ при пороговой плотности возбуждающего излучения 250 кВт/см^2 .

Введение

Свето- и фотодиоды на диапазон длин волн 1 – 1,5 мкм, на подложках GaAs представляют интерес для замены используемых сейчас для этого диапазона приборов, сформированных на подложках InP. Одним из направлений является использование метаморфных буферных (МБ) слоев [1,2]. Практическая реализация метаморфных гетероструктур на GaAs, характеристики которых не уступали бы характеристикам гетероструктур на InP, затруднена неполным подавлением прорастания дислокаций в активные слои структуры и возникновением микрорельефа поверхности.

Таким образом, является актуальной задача поиска и оптимизации конструкции МБ слоев с целью улучшения кристаллического качества, получаемых гетероструктур. В работе [3] продемонстрированы фоточувствительные структуры на основе InP с дискретным МБ слоем с уменьшенной плотностью дислокаций несоответствия в активной области в сравнении со структурами с градиентным МБ слоем. Образцы были сформированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

В настоящей работе представлены результаты по исследованию фоточувствительных GaAs гетероструктур и фотодиодов на их основе с максимумом поглощения на длине волны 1135 нм. Гетероструктуры содержат дискретный МБ слой и изготовлены

методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs (100).

Экспериментальные образцы

Исследуемая гетероструктура получена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном кварцевом реакторе. На подложке n-GaAs выращивался буферный слой n-GaAs толщиной 180 нм легированный (10^{18} см^{-3}) кремнием. Далее формировался дискретный (МБ) слой общей толщиной 1,3 мкм (легированный Si до 10^{18} см^{-3}) и p-i-n структура, состоящая из слоев: n- $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ толщиной 360 нм (легированного Si $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$), i- $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ толщиной 1420 нм и p- $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ толщиной 360 нм (легированного Zn $\sim 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Процесс формирования дискретного МБ слоя заключается в изменении толщин чередующихся материалов GaAs и InGaAs в противоположных направлениях по мере роста буферного слоя, при этом состав остается прежним. Так на начальном этапе роста толщины GaAs и $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ составили 62 нм и 3 нм соответственно. При росте буферного слоя происходило уменьшение толщины GaAs и увеличение толщины $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$. На завершающей стадии роста МБ толщина слоя GaAs составила 3 нм, толщина $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ – 62 нм. Общее количество чередующихся слоев составило 38 с суммарной толщиной 1,3 мкм.

Контроль кристаллического качества гетероструктур осуществлялся с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). На основе полученных гетероструктур были изготовлены фотодиоды. Со стороны структуры были нанесены Au омические контакты методом термического испарения в вакууме, затем была вытравлена мезоструктура диаметром 0,56 мм. Для уменьшения влияния поверхностных токов утечки, проведена очистка и пассивация поверхности образцов методами реактивного ионного травления с последующим термическим окислением в атмосфере кислорода. Исследованы темновые токи и спектральные зависимости фототока полученных фотодиодов.

Результаты

На рис. 1 представлен спектр ФЛ исследуемого образца при комнатной температуре. ФЛ в условиях слабой накачки имеет максимум интенсивности на длине волны 1231 нм (кривая 1). В условиях мощной импульсной накачки в спектре излучения образца пороговым образом возникает узкая ($\Delta\lambda < 12$ нм) интенсивная линия излучения на длине волны 1183 нм (кривая 2). Пороговая плотность возбуждающего излучения составила 250 кВт/см². При увеличении мощности возбуждающего излучения в 1,3 раза зафиксировано возрастание интенсивности ФЛ в 3 раза (кривая 3). Указанные линии эмиссии (2 и 3) наблюдаются при сборе излучения с торца гетероструктуры и не выражены при наблюдении ФЛ с поверхности образца, и, таким образом имеют все признаки стимулированного излучения.

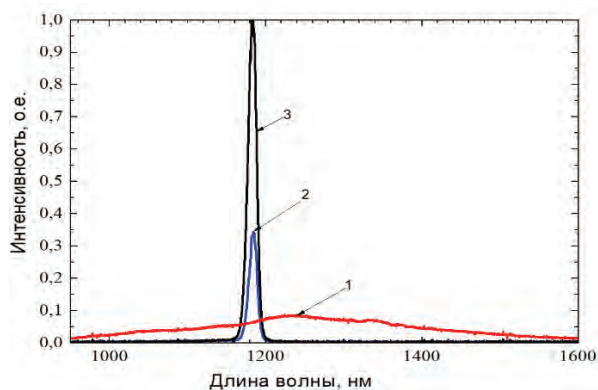


Рис. 1. Спектры ФЛ структуры при накачке излучением непрерывного лазера (1) и импульсной накачке (2, 3)

С целью исследования спектральной зависимости поглощения для фотодиодов, изготовленных на основе выращенных гетероструктур, получен спектр фототока при комнатной температуре (рис.2). Спектр фототока имеет максимум фоточув-

ствительности на длине волны 1135 нм. Правая граница фоточувствительности определялась по значению длины волны на полувысоте и составила 1250 нм.

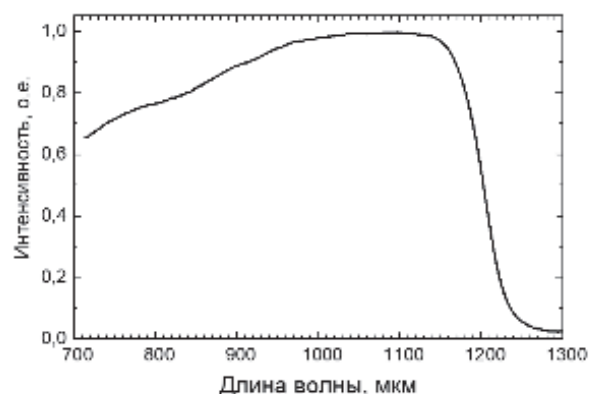


Рис. 2. Спектр фототока фотодиодов при комнатной температуре

Исследованы обратные вольт-амперные характеристики фотодиодов в отсутствие освещения. Значение темнового тока при обратном смещении - 4 В составило 5×10^{-6} А.

Таким образом, в ходе работы выращены и исследованы фоточувствительные гетероструктуры с дискретным МБ слоем. В условиях мощной импульсной оптической накачки получено стимулированное излучение от объемного слоя $\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ на длине волны 1183 нм.

Спектральная зависимость фототока фотодиодов, изготовленных на основе полученных структур, имеет максимум на длине волны 1135 нм, где правая граница фототока соответствует длине волны 1250 нм. Темновой ток при обратном напряжении 4 В составил 5×10^{-6} А.

Предложенная конструкция дискретного МБ слоя является перспективной для формирования фоточувствительных структур на длину волны более 1100 нм, выращенных на подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии.

Литература

1. Wang Hai-Li, Wu Dong-Hai, et al/ Chin. Phys. Lett. Vol. 26, №1 (2009) 014214.
2. И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, и др, ФТП, Т.12, В. 52, С 1460 – 1463, 2018.
3. Shi Yan-Hui, Yang Nan-Nan, et al / J. Infrared Millim. Waves. Vol. 38. №3 (2019) 275.

Формирование АЗВ5 нитевидных нанокристаллов в метастабильной кристаллической фазе: роль упругих напряжений

Н.В. Сибирев^{1,2*}, Ю.С. Бердников^{1§}, В.Н. Сибирев^{3#}

¹ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО» (Университет ИТМО), Кронверкский пр-т, д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

² Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская улица, д. 3, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504.

³ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский горный университет», Васильевский остров, 21 линия д.2, Санкт-Петербург, 199106.

*nicksibirev@itmo.ru, § yury.berdnikov@itmo.ru, # vsibirev@smpi.ru

Рассмотрена роль упругих напряжений при росте нитевидных нанокристаллов. Показано, что упругие напряжения могут приводить к устойчивому росту нитевидных нанокристаллов в метастабильной фазе. Описана возможность смены кристаллической фазы внутри нитевидного нанокристалла после появления вставки другого материала.

Введение

Кристаллическая фаза материала во многом определяет его физические свойства: ширину запрещенной зоны, модуль упругости, плотность, коэффициент теплового расширения и т.д.. В АЗВ5 полупроводниках наиболее часто встречается два вида кристаллической структуры: гранецентрированная кубическая решетка сфалерита и гексагональная решетка вюрцита. Для всех III-V соединений экспериментально была показана возможность роста нитевидных нанокристаллов (ННК) в обеих кристаллических фазах при соответствующем выборе условий эпитаксиального процесса [1–7].

Достаточно быстро, было предложено объяснения причин роста АЗВ5 ННК в метастабильной фазе типа вюрцит. Поверхностная энергия боковых стенок ННК в вюрцитной фазе, меньше чем для стабильной кубической решетки [3]. Поэтому проигрыш в объемной энергии компенсируется выигрышем в поверхностной. Детальный расчет показал, что это объяснение работает только для тонких ННК диаметром менее 20 нм [3]. Вскоре это ограничение было снято. Рост ННК происходит полойно в монокристаллическом режиме, кристаллическая фаза ННК определяется фазой зародыша нового слоя [4], а он заметно меньше самого ННК. Данное уточнение позволяет объяснить рост более толстых ННК диаметром до 200 нм в метастабильной фазе [5]. Это объяснение работает для фосфидов и арсенидов [4–6]. Нитридные ННК могут расти в

метастабильной фазе – сфалерита [7]. Для объемных нитридов стабильной фазой является вюрцит, поверхностная энергия вюрцита меньше сфалерита. Объяснить рост нитридных ННК в фазе сфалерита не удается.

Теоретическая модель

Известно, что при росте на рассогласованных подложках упругие напряжения могут вести к росту нитрида в кубической фазе [8].

В данной работе исследуются стабилизации роста ННК в метастабильной фазе за счет упругих напряжений на границе ННК-зародыш нового слоя. Упругая энергия создает дополнительный барьер для нуклеации нового слоя [7,9]. Барьер не возникает, если фаза ННК и зародыша нового слоя совпадают, но может быть существенным для разных фаз.

Пусть ННК по каким-то причинам начал расти в метастабильной фазе. Для образования зародыша стабильной фазы на поверхности метастабильной фазы возникнет упругий барьер. Наиболее простое выражения для упругого барьера:

$$W = \varepsilon^2 E \Omega / (1 - \nu), \quad (1)$$

где ε - рассогласование решеток, E - модуль Юнга (вдоль [111] в случае сфалерита или [0001] в случае вюрцита), Ω - объем на пару атомов III и V группы, ν - коэффициент Пуассона. Рассогласование решеток рассчитано по формуле $\varepsilon = (a_{ZV} - \sqrt{2}a_{WZ})/$

a_{ZB} . Здесь a_{ZB} – постоянная решетка сфалерита, a_{WZ} – постоянная вюрцита поперек оптической оси. Константы для расчета были взяты из справочника Landolt-Börnstein [10].

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлена зависимость разности энергий образования зародыша сфалерита и вюрцита $G = W_{ZB} - W_{WZ} - \psi$ для Ga(As,P) и (Al,Ga)N ННК, для разных составов зародышей x и разного состава предыдущих слоев ННК y . Положительные значения G соответствуют образованию вюрцита, а отрицательные – сфалерита. Значения разности энергий образования вюрцита и сфалерита взяты из статьи [5]. Из рисунков 1а и 1б видно, что GaP и GaN ННК могут устойчиво расти в метастабильной фазе, GaAs ННК растут неустойчиво. Формирование AlN ННК в метастабильной фазе объяснить не удается.

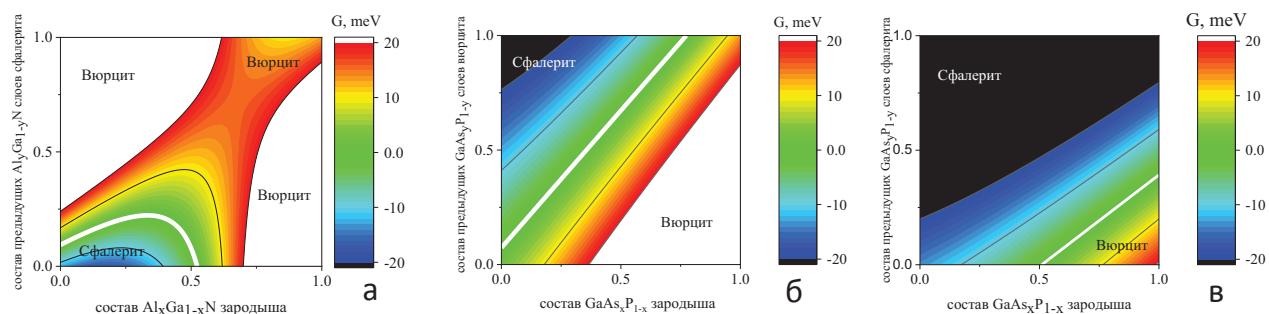


Рис. 1. Разность энергий образования зародыша нового слоя в фазе вюрцит и сфалерит в зависимости от состава формирующегося слоя (зародыша) и состава предыдущих слоев, для разного состава ННК (а) (Al,Ga)N, (б) и (в) Ga(As,P). Рисунки (а) и (б) построены в предположении, что нижние слои находятся в метастабильной фазе, (в) в стабильной фазе. Черные и синие области соответствуют росту ННК в фазе сфалерита, красные и белые - вюрцита. Белая линия граница между двумя фазами

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение 05.617.21.0058 от 05 декабря 2019, Уникальный идентификатор проекта RFMEFI61719X0058)

Литература

1. Koguchi M., Kakibayashi H., et. al. //Jpn. J. Appl. Phys. V. 31, 2061–2065 (1992)
2. Дубровский В.Г., и др.// ФТП т. 43, 1585 (2009)
3. Akiyama T., Sano K., Nakamura K., Ito T. //Jap. J. Appl. Physics, Lett. V. 45., 275–278 (2006).

Существуют разные причины, которые могут приводить к началу роста ННК в метастабильной фазе: легирование, влияния катализатора, взаимодействие с подложкой[7]. Рассмотрим изменение фазы ННК, вызванное созданием гетероструктуры. Рассмотрим GaP ННК с Ga(As,P) вставкой. Пусть в начале ННК рос в стабильной фазе сфалерита. Если в составе вставки будет больше 75% мышьяка, то зародышу нового слоя выгоднее расти в фазе вюрцита, смотри рис. 1в. Если потом долю мышьяка плавно снизить, то GaP ННК так и останется в фазе вюрцита. Подобное рассмотрение возможно и для (Al,Ga)N ННК.

Таким образом, дано объяснение росту GaN ННК в кубической фазе, предложено альтернативное объяснение для роста GaP ННК в гексагональной фазе. Продемонстрирована необходимость учета упругих напряжений при проектировании гетероструктур в ННК.

4. Glas F., Harmand J.C., Patriarche G.//Phys. Rev. Lett. V. 99., 3–6 (2007)
5. Сибирев Н.В., и др.//ФТТ т.52., 1428 (2010)
6. Sibirev N. V., et. al.// ФТТ т. 61. с. 2316. (2010)
7. Сибирев Н.В., и др.// ПЖТФ т.45, 39 (2019)
8. Sherwin M.E., Drummond T.J.// J. Appl. Phys. V.69, 8423–8425 (1991)
9. Корякин А.А., и др.//ФТП т.53. 370–380 (2019)
10. В.К. Meyer Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter V. 44A (New Data and Updates for I-VII, III-V, III-VI and IV-VI Compounds) (Springer-Verlag 2008) edit by Roessler U. V.

Диэлектрические наноантенны для управления поверхностными плазмон-поляритонами

И.С. Синев¹, Ф.Э. Комиссаренко¹, И.В. Иорш¹, Д.В. Пермяков¹, А.К. Самусев¹, А.А. Богданов^{1,*}

¹ Физико-технический факультет, Университет ИТМО, пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101.

*a.bogdanov@metalab.ifmo.ru

Теоретически и экспериментально показано, что резонансные сферические наноантенны с высоким показателем преломления, размещенные на плазмонной подложке, обеспечивают эффективный контроль диаграммы направленности поверхностных плазмонных поляритонов, достигаемый за счет взаимодействия между поляризацией падающего света и интерференцией электрических и магнитных дипольных резонансов наноантенны. Продемонстрировано, что изменяя только длину волны и поляризацию падающей плоской волны при фиксированном угле падения, можно реализовать высоконаправленное возбуждение поверхностного плазмон-поляритона в любом наперед заданном направлении.

Введение

Наноструктуры, изготовленные из материалов с высоким показателем преломления ($n \sim 3-4$) зарекомендовали себя как очень эффективный инструмент для управления светом на наноуровне [1]. Их ярко выраженные электрические и магнитные резонансы в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах дают возможность контролировать рассеяние от отдельных диэлектрических частиц и их массивов [2].

В частности, это позволило создать одиночные диэлектрические наноантенны и метаповерхности с полностью подавленным обратным рассеянием. Вклад мультиполей более высокого порядка позволяет более эффективно обеспечивать точное управление диаграммой направленности и может привести к подавлению рассеяния (режим анаполя). В предыдущих исследованиях уже была показана возможность переключения диаграммы направленности поверхностного плазмон-поляритона (ППП) вперед/назад [3].

Здесь мы показываем, что полного углового управления диаграммой направленности ППП можно добиться с использованием одной резонансной наночастицы с высоким показателем преломления за счет интерференцией ее электрических и магнитных дипольных моментов, возбуждаемых наклонно падающей эллиптически поляризованной волной. Более детальное описание теоретической модели и экспериментальных результатов представлены в нашей работе [4].

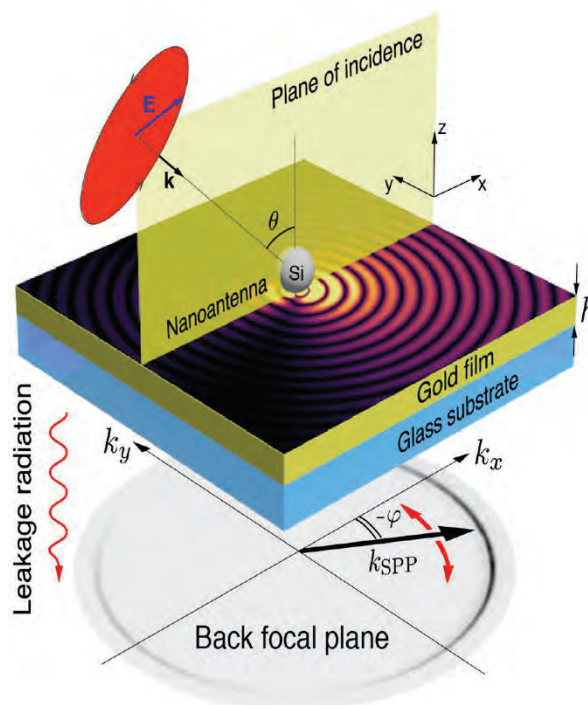


Рис. 1. Схема эксперимента по возбуждению поверхностного плазмон-поляритона резонансной кремниевой наночастицей

Описание модели и результаты

Рассматриваемая модель состоит из сферической диэлектрической частицы расположенной на металлической подложке (Рис. 1). На частицу падает плоская эллиптически поляризованная электромагнитная волна. Используя формализм функций Грина электрических и магнитных диполей, расположенных над подложкой, мы получили выражение для углового распределения интенсивности ППП:

$$I \sim |(m_x + ikp_y) \sin \varphi + (m_y - ikp_x) \cos \varphi - k_{spp} p_z|^2. \quad (\Phi 1)$$

Здесь m_i и p_j - это проекции магнитного и электрического дипольных моментов наночастицы. Плоскость xy параллельна интерфейсу, k_{spp} - волновое число SPP, κ - глубина проникновения ППП в воздух. Это уравнение предсказывает возможность полного углового управления диаграммой направленности ППП.

Чтобы экспериментально продемонстрировать управление ППП, мы визуализировали его диаграмму направленности. Для возбуждения ППП использовалась кремниевая сферическая наночастица диаметром 300 нм. Частица размещалась на слое золота толщиной 30 нм. Для визуализации мы использовали установку для микроскопии радиационных потерь в сочетании с методом получения изображений в задней фокальной плоскости (Фурье плоскости). Одиночная кремниевая наносфера на тонкой золотой пленке возбуждалась слабо сфокусированным лучом с перестраиваемой длиной волны (800-1100 нм), получаемым с помощью источника суперконтинуума. Состояние поляризации света контролировалось линейным поляризатором и широкополосной ахроматической четвертьволновой пластиной. Пропущенный свет и излучение ППП собирали с помощью масляного иммерсионного объектива (Zeiss 100x NA = 1,42). И прямое и Фурье-изображение были записаны отдельными камерами. В канале изображения передаваемое излучение ослаблялось с помощью блока кругового луча, расположенного в промежуточной Фурье-плоскости оптической установки. Измеренные изображения задней фокальной плоскости утечки SPP подтвердили полный угловой контроль SPP, возбуждаемого резонансной частицей кремния при наклонном освещении циркулярно-поляризованным светом [2]. Результаты измерений и теоретической модели показаны на рис. 2.

Выводы

Мы показали, что совместное действие интерференции электрических и магнитных дипольных резонансов частицы и состояния поляризации падающей волны позволяет эффективно контролировать направление возбуждения поверхностного плазмон-поляритона с помощью одиночной резо-

нансной кремниевой наноантенны. Проанализированный подход можно распространить на другие типы поверхностных волн и на волноводные моды диэлектрических и фотонно-кристаллических волноводов. Разработанный метод создает новые возможности для управления оптических сигналов на чипе.

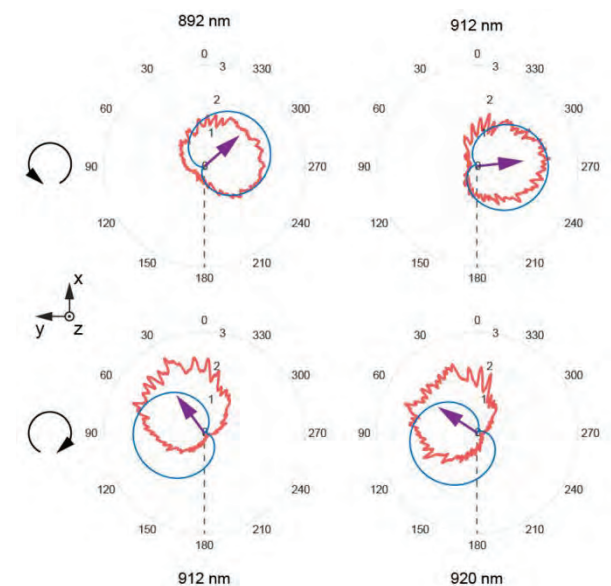


Рис. 2. Диаграммы направленности ППП, возбуждаемого кремниевой наноантенной, полученные численно и экспериментально. Красные и синие кривые отвечают эксперименту и результатам моделирования соответственно

Экспериментальные исследования были поддержаны РФФ (19-72-10086). Численные и аналитические расчеты были поддержаны Грантом Президента Российской Федерации (МК-2224.2020.2) и фондом BASIS.

Литература

1. A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. Zhang, B. Luk'yanchuk. // *Scientific Reports* 2, 492 (2012).
2. D.G. Baranov *et al.* // *Optica* 4, 814 (2017).
3. I. S. Sinev *et al.* // *Laser Photon. Rev.* 11, 1700168, (2017).
4. I.S. Sinev *et al.* // *ACS Photonics* (accepted) 2020.

Генерация нс и суб-нс мощных лазерных импульсов с использованием многопереходных AlGaAs/GaAs гетероструктур с электрической бистабильностью

С.О. Слипенко^{1*}, А.А. Подоскин¹, О.С. Соболева¹, П.С. Гаврина¹, Т.А. Багаев²,
М.А. Ладугин², А.А. Мармалюк², В.А. Симаков², Н.А. Пихтин¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

² НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха, Введенского, 3, корп.1, Москва, 117342.

* serghpl@mail.ioffe.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований интегрального и гибридного подходов для генерации нс и суб-нс мощных лазерных с использованием многопереходных AlGaAs/GaAs гетероструктур тиристорного типа. В рамках интегрального подхода продемонстрированы одиночные лазер-тиристоры, генерирующие лазерные импульсы пиковой мощностью до 50Вт с апертуры 200мкм при длительности 100нс и микролинейки на их основе. В рамках гибридного подхода продемонстрированы вертикальные сборки лазер/гетеротиристор, обеспечивающие генерацию мощных лазерных импульсов амплитудой 8Вт и длительностью 2.5нс, а также 78Вт и длительностью 40нс.

Введение

В настоящее время широко востребованы компактные источники мощных лазерных импульсов. К основным направлениям практического использования можно отнести: прецизионная дальнометрия, автомобильные ЛИДАРЫ, задающие генераторы в мощных импульсных лазерных комплексах. При этом одним из основных требований является эффективная генерация импульсов длительностью от нескольких десятков до единиц нс. В качестве базового решения используются полупроводниковые лазеры с внешними генераторами импульсов тока на основе полевых транзисторов. В данном случае основной ограничивающий фактор, при генерации импульсов нс длительности, связан с невозможностью реализовать интегральные решения. В работах [1-2] впервые предложены интегральные решения на основе многопереходных гетероструктур тиристорного типа, объединяющие функцию мощного лазерного источника и быстродействующего сильноточного ключа. В данной работе представлены результаты, демонстрирующие возможности таких структур для генерации мощных лазерных импульсов.

Экспериментальные результаты

В работе представлены экспериментальные и теоретические результаты исследований полупровод-

никовых многопереходных структур AlGaAs/GaAs тиристорного типа для решения задачи генерации мощных лазерных импульсов. Показано, что задача генерации мощных лазерных импульсов может быть решена в рамках двух подходов. Первый основан на использовании конструкций полупроводниковых гетероструктур, в которых функция сильноточного ключа и лазерного источника интегрированы в одной гетероструктуре. На основе разработанной модели многопереходной гетероструктуры, учитывающей процессы ударной ионизации и транспорт носителей в сильных электрических полях [3], было проведено моделирование и оптимизация, которая позволила сформулировать основные требования к дизайну многопереходных гетероструктур для решения задачи генерации мощных лазерных импульсов. Изготовленные экспериментальные образцы одиночных лазер-тиристоров продемонстрировали возможность генерации пиковой мощности до 50Вт с апертуры 200мкм при длительности 100нс. Продемонстрирована возможность генерации суб-нс лазерных импульсов с пиковой мощностью 1.5Вт с апертуры 20мкм и длительностью 90пс. Исследования показали, что основным режимом генерации суб-нс лазерных импульсов является режим gain-switching, реализуемый при пространственной локализации тока в плоскости слоев гетероструктуры. Показано, что

для подобных структур расширение апертуры за счет использования микролинеек позволяет поднятть пиковую мощность без заметного падения излучательной эффективности при генерации мощных лазерных импульсов с пиковой мощностью десятки и сотни Вт и длительностью десятки нс. Однако ограничивающим фактором, приводящем к падению эффективности при уменьшении длительности импульса, является эффект локализации тока на начальном этапе включения. Для решения данной проблемы был исследован второй подход, основанный на использовании вертикальных гибридных стеков, включающих кристаллы полупроводниковых лазеров и линейки одиночных тиристоров [4-5]. Показано, что конструкция вертикальных гибридных стеков обеспечивает минимальную паразитную индуктивность в контуре тока, в результате была продемонстрирована возможность гене-

рации мощных лазерных импульсов амплитудой 8Вт и длительностью 2.5нс, а также 78Вт и длительностью 40нс.

Литература

1. S.O. Slipchenko et al. // IEEE Photonics Technology Letters, V. 25, 1664 (2013).
2. S.O. Slipchenko et al. // IEEE Photonics Technology Letters, V. 25, 307 (2015).
3. V.S. Yuferev et al. // IEEE Trans. Electron Devices, V.62, 4091 (2015)
4. S.O. Slipchenko et al. // IEEE Trans. Electron Devices, V.67, 193 (2020)
5. S.O. Slipchenko et al. // Opt. Express, V.67, 193 (2020).

Эффекты ограничения пиковой оптической мощности полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях возбуждения

С.О. Слипченко^{1*}, О.С. Соболева¹, Н.А. Пихтин¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

* serghpl@mail.ioffe.ru

Проведено численное моделирование мощных полупроводниковых лазеров, учитывающее эффекты насыщения скорости дрейфа носителей заряда. Показано, что простейшая модель ДД занижает оптические потери в гетероструктуре при высоких токах накачки, что приводит к завышению пиковой оптической мощности по сравнению с экспериментальными результатами. Включение дополнительного механизма внутренних оптических потерь, полученного в модели энергетического баланса, позволило получить удовлетворительное совпадение расчетных ВТАХ с экспериментальными зависимостями.

Введение

Проведенные экспериментальные исследования излучательных характеристик мощных полупроводниковых лазеров демонстрируют, что в импульсном режиме генерации, когда тепловым разогревом можно пренебречь, в области сверхвысоких уровней накачки (плотности тока более 10 кА/см²) наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики. Такое поведение характерно для различных дизайнов волновода и активной области. Проведение прямых измерений характеристик слоев гетероструктуры, при сверхвысоких уровнях возбуждения, с целью прямого наблюдения и объяснения эффектов насыщения ВТАХ, является достаточно сложной задачей. Поэтому основным инструментом исследования эффектов насыщения ВТАХ является численное моделирование. Большинство работ по численному моделированию ВТАХ мощных полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях возбуждения основаны на использовании простейшей дрейф-диффузионной модели. Однако уже первые экспериментальные и теоретические исследования транспорта носителей заряда в изотипных гетероструктурах [1-2] показали, что использование дрейф-диффузионных моделей может давать некорректные результаты, тогда как переход в описании транспорта к нелокальной модели энергетического баланса позволяет получить удовлетворительное согласование расчета и эксперимента. В рамках данной работы впервые проведен анализ эффектов насыщения ВТАХ мощных полупроводниковых лазеров в рамках модели энергетического баланса, а также проведено сравнение с различными вариантами реализации дрейф-диффузионной модели.

Результаты моделирования

В работе исследованы эффекты, определяющие насыщение пиковой оптической мощности мощных полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях возбуждения в структурах на примере системы твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs. Рассмотрены экспериментальные зависимости пиковой оптической мощности и внутренних оптических потерь и проведен теоретический анализ на основе численных моделей. Базовые модели построены на решении одномерной задачи транспорта носителей заряда поперек слоев гетероструктуры и локальной 0-мерной модели лазерной генерации, включающей описание спектральной зависимости модального усиления в напряженной квантово-размерной активной области, учитывающей распределение лазерной моды. В рамках численных моделей, учитывающих эффекты насыщения скорости дрейфа носителей заряда, проведены исследования экспериментальных ватт-амперных характеристик (ВТАХ) мощных полупроводниковых лазеров, работающих при сверхвысоких токах накачки. Показано, что простейшая модель дрейф-диффузионная модель (ДД) занижает оптические потери в гетероструктуре при высоких токах накачки, что приводит к завышению пиковой оптической мощности по сравнению с экспериментальными результатами. Включение эффекта насыщения скорости дрейфа носителей заряда в ДД модель приводит к формированию домена сильного электрического поля на границе с активной областью со стороны р-эмиттера уже при малых токах накачки, амплитуда которого, при дальнейшем повышении тока, существенно возрастает и влияет на рас-

пределение носителей в волноводе, что является ограничением использования данной модели для описания мощных полупроводниковых лазеров при высоких токах накачки. Использование нелокальной модели энергетического баланса для описания транспорта носителей в лазерной гетероструктуре позволяет учесть эффект разогрева носителей заряда электрическим полем. В результате разогрева носителей заряда наблюдается снижение скорости дрейфа и увеличение концентрации избыточных носителей заряда в волноводном слое, по сравнению с простейшей ДД моделью. Включение дополнительного механизма внутренних оптических по-

терь, полученного в модели энергетического баланса, позволило получить удовлетворительное совпадение расчетных ВТАХ с экспериментальными зависимостями.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-79-30072).

Литература

1. Слипченко и др. // ФТП, т. 53, 816 (2019).
2. O.S. Soboleva et al. // IEEE Trans. Electron Devices, to be published (2020).

Самоорганизация упорядоченных групп Ge(Si) квантовых точек на структурированной поверхности Si и их люминесцентные свойства

Ж.В. Смагина^{1,*}, М.В. Степихова³, В.А. Зиновьев¹, Е.Е. Родякина^{1,2},
А.В. Ненашев^{1,2}, В.А. Армбристер¹, П.А. Кучинская¹, А.Н. Яблонский³,
А.В. Новиков³, А.В. Двуреченский^{1,2,§}

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

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

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087.

*smagina@isp.nsc.ru, §dvurech@isp.nsc.ru

Исследованы люминесцентные свойства упорядоченных Ge(Si) квантовых точек (КТ), в том числе встроенных в фотонные кристаллы (ФК). В структурах с КТ, встроенными в ФК, наблюдался значительный (более чем на порядок) рост интенсивности сигнала фотолюминесценции КТ, связываемый с взаимодействием их излучения с радиационными модами ФК. Выявлена зависимость излучательных свойств структур от периода упорядочения КТ и параметров ФК.

Введение

Квантовые точки (КТ) являются ключевым элементом во многих уникальных приборных приложениях электроники и оптоэлектроники, таких как квантовый компьютер, однофотонные излучатели и детекторы [1]. Для их практической реализации требуется формирование упорядоченных структур с прецизионным расположением КТ в пространстве и заданным взаимодействием между носителями заряда, локализованными в соседних КТ. Дополнительным преимуществом упорядоченных КТ является уменьшение разброса по размерам и увеличение однородности состава [2].

Один из наиболее перспективных методов точного позиционирования КТ – это формирование КТ в процессе гетероэпитаксии на поверхности с предварительно созданными центрами зарождения КТ, например, в виде ямок. Варьируя геометрические параметры ямки (диаметр, глубину, наклон боковых стенок и форму дна) и период их расположения, можно получить КТ различной формы, плотности и расположения на поверхности [3].

В данной работе представлены результаты по самоорганизации упорядоченных групп Ge(Si) КТ на структурированной поверхности кремния и исследованию излучательных свойств упорядоченных КТ, встроенных в двумерные фотонные кристаллы.

Методика эксперимента

Для создания структур с пространственно упорядоченными группами КТ использовали подложки кремния на изоляторе (SOI). Формирование структур проводилось в три этапа. На первом этапе методами электронной литографии и плазмохимического травления создавалась структурированная поверхность подложки. Поверхность представляла собой периодическую последовательность ямок, глубиной ~50 нм, в виде квадратных решёток с периодом от 0.5 до 4 мкм. На втором этапе методом МПЭ на структурированных подложках SOI проводили рост многослойной Ge/Si структуры с КТ. На структурированную подложку осаждался слой Ge толщиной ~4 нм, достаточной для зарождения КТ внутри ямок или вблизи их краёв, но меньшей, чем критическая толщина зарождения КТ на плоской поверхности Si. Были созданы многослойные структуры, содержащие 10 слоев латерально упорядоченных Ge(Si) КТ. Толщина прослойки Si между слоями с упорядоченными КТ составляла ~15 нм, что обеспечивало их вертикальное упорядочение. Температура роста составляла 700°C. На третьем этапе создавался фотонный кристалл (ФК), представляющий собой гексагональную решётку отверстий. Была отработана технология пространственного совмещения ФК с упорядоченными массивами Ge(Si) КТ. Параметры ФК выбирались таким образом, чтобы обеспечить усиление сигнала

фотолюминесценции (ФЛ) в спектральном диапазоне $1.2 \div 1.55$ мкм. Период ФК варьировался в диапазоне $500 \div 600$ нм, а диаметр отверстий $150 \div 200$ нм.

Излучательные свойства структур исследовались методом микро-ФЛ с высоким пространственным и спектральным разрешением. Сигнал ФЛ возбуждался непрерывным лазером с $\lambda=532$ нм. Интенсивность возбуждения составляла ~ 3 мВт. Измерения проводились в геометрии нормального падения возбуждающего луча лазера и детектируемого сигнала ФЛ. Лазерное излучение с помощью 50х объектива фокусировалось в пятно диаметром ~ 2 мкм. Сигнал ФЛ детектировался охлаждаемым Ge детектором. Измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследования методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) показали, что при используемых условиях роста и параметрах структур в областях с периодом квадратной решетки затравочных ямок $0.5-1$ мкм КТ располагались только внутри ямок. С увеличением периода до 2 мкм КТ зарождаются как внутри ямок, так и вокруг них. Среднее количество КТ, обрамляющих ямку, увеличивается с ростом периода от 2 до 4 мкм. Влияние периода затравочных ямок на свойства КТ прослеживается и в их люминесцентном отклике. В частности, увеличение периода упорядочения КТ приводит к росту интенсивности сигнала ФЛ от смачивающего слоя, что согласуется с данными, полученными ранее в работе [4].

Показано, что интенсивность сигнала ФЛ от структур значительно возрастает в области ФК по сравнению с областями вне ФК. Данное возрастание связывается с взаимодействием излучения структуры с радиационными модами ФК вблизи Г - точки зоны Бриллюэна. Спектральная область, в которой наблюдается рост интенсивности сигнала ФЛ, определяется параметрами ФК (периодом и диаметром отверстий), а величина роста интенсивности – поверхностной плотностью и параметрами КТ, встроенных в ФК. В частности, с увеличением периода ФК с 500 до 600 нм область, в которой наблюдается рост интенсивности сигнала ФЛ, сме-

щается в сторону больших длин волн. Данная зависимость позволяет усиливать сигнал ФЛ от смачивающего слоя в ФК с малым периодом и от КТ – в ФК с большим периодом. Наибольший (~ 20 раз) рост интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si) КТ, встроенных в ФК, по сравнению с сигналом от КТ вне ФК, наблюдается в случае ФК с периодом 575 нм, в который встроены КТ с периодом упорядочения 1 мкм. Зарождение островков в этом случае происходит только внутри ямок (рис.1).

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 19-42-540002 и Правительства Новосибирской области в части создания структур с КТ, встроенными в ФК, и гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. За предоставление измерительного оборудования авторы благодарят ЦКП "ВТАН" НГУ.

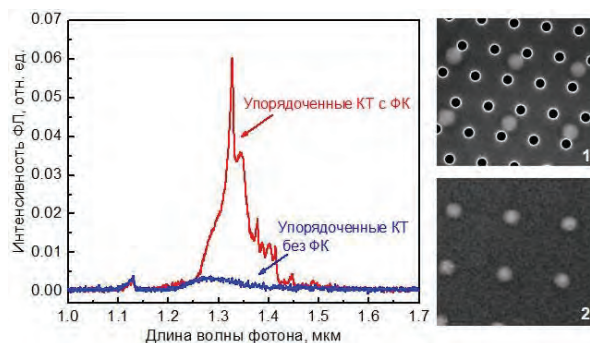


Рис. 1. Слева - спектры микро-ФЛ, измеренные при 77 К от структур с упорядоченными Ge(Si) КТ с ФК и без ФК. Справа - СЭМ снимки (2800×2600 нм): 1 – структура с упорядоченными Ge(Si) КТ, встроенными в ФК; 2 - структура с упорядоченными Ge(Si) КТ без ФК. Период ФК – 575 нм, диаметр отверстий – 170 нм, период упорядочения КТ – 1 мкм

Литература

1. M. V. Stepikhova, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy *et al.* // *Semicond. Sci. Technol.*, V. 34, 024003 (2019).
2. J. Zhang, M. Brehm, M. Grydlik and O. Schmidt, *Chem. Sov. Rev.* 44, 26 (2015).
3. Zh.V. Smagina, V.A. Zinov'ev, S.A. Rudin *et al.* // *J. Appl. Phys.* 123, 165302 (2018).
4. Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, Г. К. Кривякин, *и др.* // *ФТП*, Т. 52 (9), 1028 (2018).

Температурная зависимость характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах

З.Н. Соколова^{1,*}, Н.А. Пихтин¹, С.О. Слипенко¹, Л.В. Асрян^{2,§}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

²Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

*zina.sokolova@mail.ioffe.ru, §asryan@vt.edu

Теоретически исследуется влияние температуры на характеристики полупроводниковых лазеров на квантовых ямах с учетом внутренних оптических потерь, зависящих от тока накачки. Показано, что с повышением температуры в лазерных характеристиках, зависящих от тока накачки, наряду с первой (обычной) ветвью появляется вторая ветвь.

Введение

Несмотря на то, что полупроводниковые гетеролазеры с наноразмерной активной областью и с расширенным волноводом исследуются уже более 30 лет, в их характеристиках имеются интересные неизученные особенности. Оказалось, что при определенном соотношении параметров лазерной структуры, характеристики принимают необычный вид. В лазерных характеристиках, зависящих от тока накачки, возникают два значения каждой физической величины, то есть две ветви. Вторая ветвь появляется при значениях тока накачки (второй порог генерации), значительно превышающих величину первого (обычного) порога генерации. Вторая ветвь в лазерных характеристиках возникает при учете зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки [1, 2, 3]. Второй порог генерации в лазере на квантовых точках был предсказан в работах [4, 5].

В настоящей работе исследуется лазер на квантовых ямах (КЯ). В используемой модели лазерной структуры квантовые ямы окружены более широкими объемными волноводными областями (областями оптического ограничения – optical confinement layer – OCL). В результате конечной скорости захвата носителей заряда из OCL в КЯ происходит накопление электронов и дырок в OCL. С увеличением тока накачки, благодаря конечности скорости захвата, концентрация электронов и дырок в OCL увеличивается, что приводит к возрастанию внутренних оптических потерь в OCL. Именно это возрастание является причиной появления у лазерных характеристик вторых ветвей.

В работе показано, что возникновением и исчезновением второй ветви можно управлять с помощью температуры. При высоких температурах лазерные

характеристики имеют две ветви, а при понижении температуры у характеристик остается только одна ветвь.

Теоретическая модель

Решалась система пяти скоростных уравнений, неизвестными в которой были концентрации электронов и дырок в КЯ и в окружающей ее волноводной области (OCL), а также концентрация фотонов в резонаторе Фабри-Перо лазера. Эта система из пяти уравнений была дополнена условием глобальной электронейтральности носителей заряда, которое предусматривает равенство суммарного заряда электронов в КЯ и в OCL суммарному заряду дырок в этих двух областях. В расчетах учитывалось возрастание внутренних оптических потерь в слоях лазерной гетероструктуры с ростом тока накачки.

Обсуждение лазерных характеристик

Численные расчеты проводились для полупроводниковых лазерных структур с одной InGaAs напряженной КЯ толщиной 30 Å, смещенной из центра волноводной области и излучающей на длине волны 0.98 мкм. Волноводная область (OCL) представляла собой слой GaAs толщиной 0.9 мкм, эмиттерами являлись слои твердого раствора AlGaAs. В расчетах были использованы следующие параметры: длина резонатора Фабри-Перо 0.15 см; ширина полоскового контакта лазера 100 мкм, скорости захвата из OCL в пустую КЯ для электронов и для дырок $v_{n,0} = v_{p,0} = 10^6$ см/с, в OCL и в эмиттерах сечения поглощения света электронами $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18}$ см², дырками $\sigma_p = 10^{-17}$ см².

Расчеты показали, что зависимость внутренних оптических потерь (α_{int}) от плотности тока накачки

(j) (Рис. 1) может существенно отличаться при разных температурах.

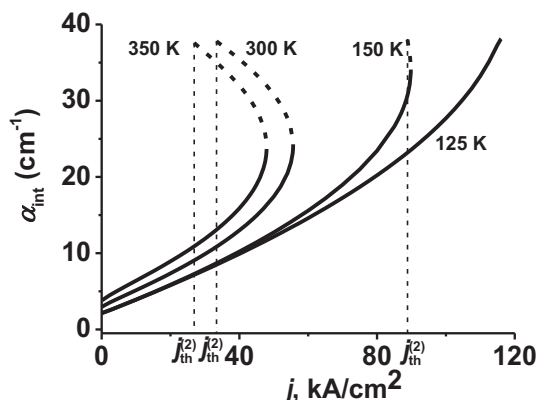


Рис. 1. Зависимость внутренних оптических потерь в лазерной структуре от плотности тока накачки при температурах T , К: 125, 150, 300 и 350. Первая ветвь изображена сплошной линией, вторая ветвь - пунктиром

При низких температурах эта зависимость имеет одну ветвь, в которой потери возрастают с ростом плотности тока накачки. При повышении температуры у лазера появляется второй порог генерации при плотности порогового тока $j_{th}^{(2)}$. Следует отметить, что величина $j_{th}^{(2)}$ значительно превышает величину первого (обычного) порога генерации $j_{th}^{(1)}$, который при выбранном масштабе на Рис.1 совпадает с нулем. При плотностях тока накачки, больших $j_{th}^{(2)}$, в зависимости $\alpha_{int}(j)$, наряду с первой ветвью появляется вторая ветвь, в которой потери, в отличие от первой ветви, уменьшаются с увеличением j .

Характер зависимости $\alpha_{int}(j)$ (Рис.1) приводит к тому, что зависимость выходной оптической мощности лазера от плотности тока накачки (ватт-амперная характеристика, ВтАХ) также может иметь одну или две ветви в зависимости от температуры (Рис. 2).

Из Рис. 2 видно, что при низких температурах ВтАХ состоит из одной ветви, в которой излучаемая лазером мощность возрастает и достигает максимума, а затем (при больших j) уменьшается из-за сильного возрастания внутренних оптических потерь (Рис. 1).

При повышении температуры во ВтАХ лазера появляется вторая ветвь. Причем в отличие от зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки (Рис. 1), мощность в обеих ветвях возрастает с увеличением плотности тока накачки.

При достижении плотности тока накачки значения j^{max} происходит срыв генерации лазера.

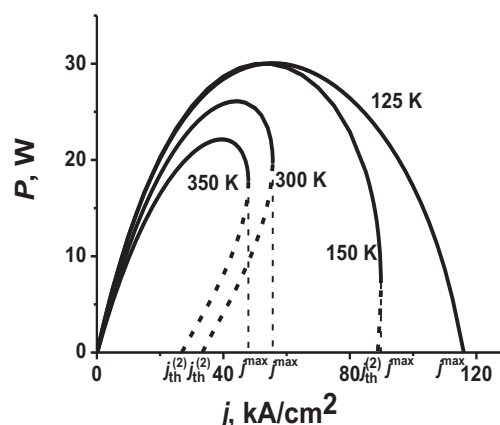


Рис. 2. Ватт-амперная характеристика лазера при температурах T , К: 125, 150, 300 и 350. Первая ветвь изображена сплошной линией, вторая ветвь - пунктиром

Заключение

Исследовано влияние температуры на характеристики полупроводниковых лазеров на квантовых ямах с учетом внутренних оптических потерь, зависящих от тока накачки. Показано, что форма ВтАХ существенно меняется при увеличении температуры. При низких температурах ВтАХ имеет обычный вид – одну ветвь; при повышении температуры у ВтАХ кроме первой ветви появляется еще и вторая ветвь. Таким образом, формой ВтАХ, то есть появлением и исчезновением второй ветви, можно управлять, изменяя температуру лазера.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №19-79-30072) и U.S. Army Research Office (Grant No. W911NF-17-1-0432).

Литература

1. Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan. // Journal of Lightwave Technology, V. 36, 2295, (2018).
2. Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan. // Electron. Lett., V. 55, 550, (2019).
3. Z.N. Sokolova, D.A. Veselov, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, L.V. Asryan. // Semicond., V. 51, 959, (2017).
4. L.V. Asryan, S.Luryi. // Appl. Phys. Lett., V. 83, 5368, (2003).
5. L.V. Asryan, S.Luryi. // IEEE J. Quant. Electron., V. 40, 833 (2004).

Исследования высокотемпературной прыжковой проводимости в алмазе, легированном бором, методом совместного частотно-температурного анализа

А.В. Соломникова*, В.И. Зубков, В.А. Лукашкин, А.С. Кузнецов

1 Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

*zubann@yandex.ru

Методами спектроскопии адмиттанса изучались образцы выращенного монокристаллического алмаза, легированного бором. Зарегистрирована прыжковая проводимость по примесной зоне с энергией активации 10 ± 5 мэВ, в то время как для термоактивационного механизма проводимости с примесного уровня бора $E_a = 168 \pm 15$ мэВ.

Введение

Монокристаллический алмаз, легированный бором, рассматривается как уникальный материал для создания новых приборов экстремальной и СВЧ-электроники. Энергия активации примеси бора в алмазе составляет 370 мэВ (по оптическим измерениям) в слаболегированном материале, что объясняет его малую степень ионизации при комнатной температуре (около 0.2%). Для обеспечения в потенциальных приборах на подобном материале приемлемых плотностей тока носителей заряда требуется легирование бором до высоких концентраций ($>10^{19}$ см⁻³). Однако отличительным свойством алмаза является уменьшение энергии активации примеси бора при увеличении его степени легирования [1, 2], а также связанное с этим эффектом наступление прыжковой проводимости по примесной зоне [3], но наблюдаемое при относительно высоких температурах (120–170 К) [4]. Сегодня становится очевидным, что прыжковая проводимость способна кардинально менять электрофизические свойства приборов на алмазе [5].

Однако до настоящего времени эти эффекты исследовались либо методом Холла, либо измерениями сопротивления на постоянном токе, в то время как реальные полупроводниковые приборы работают в диапазоне частот. Спектроскопия адмиттанса, в отличие от этих методов, предоставляет возможности проводить измерения на переменном токе, получая динамические характеристики ловушек и спектра носителей заряда. В данной работе этим методом изучается прыжковая проводимость в алмазе, легированном бором.

Материалы и методы

Исследовались образцы выращенного монокристаллического алмаза, легированного бором до высоких концентраций. На них были нанесены Pt омические контакты и массивы диодов Шоттки. Измерения проводились на уникальном диагностическом комплексе спектроскопии адмиттанса, позволяющем получать вольт-амперные, вольт-фарадные характеристики, спектры емкости и проводимости в широком диапазоне частот тестового сигнала (1 кГц – 2 МГц), температур (22– 450 К) и прикладываемых смещений [6, 7].

Результаты и обсуждение

Концентрации основных носителей заряда p в образцах, измеренные методом вольт-фарадных характеристик при 300 К, находились в диапазоне $(0.6-4) \cdot 10^{19}$ см⁻³. Наиболее интересный температурный спектр проводимости зарегистрирован для образца №2 с $p = 1.2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, Рисунок 1.

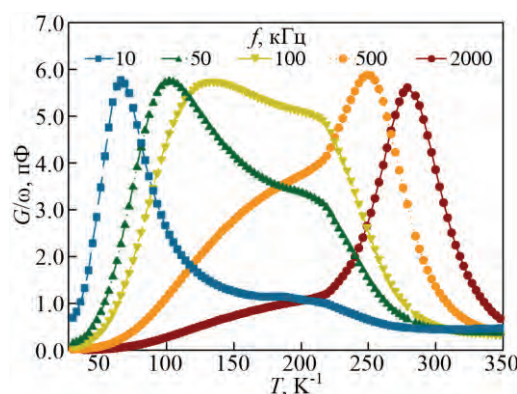


Рис. 1. Спектры проводимости объемного образца алмаза №2, снятые на разных частотах тестового сигнала

Температурный спектр явно делится на 3 области: в области температур выше 220 К наблюдаются пики, соответствующие термоактивационному механизму проводимости с акцепторного уровня бора в валентную зону. В диапазоне 140–210 К наблюдается смешанный тип проводимости. В области температур ниже 130 К тип проводимости меняется на прыжковый по примесной зоне бора.

Энергия активации носителей заряда с примесного уровня рассчитывалась из температурных и частотных спектров построением графика Аррениуса, Рисунок 2. В области термоактивационного механизма проводимости она составляет 168 (образец №2) и 101 мэВ (образец №1), что хорошо согласуется с явлением уменьшения энергии активации при увеличении степени легирования алмаза бором [1]. В области прыжковой проводимости рассчитанная средняя энергия активации находится в диапазоне от 10 до 20 мэВ. Определяемое формально по графику Аррениуса сечение захвата падает с $2.3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ в 4000 раз при переходе к прыжковой проводимости, а сама она проявляется только при низких частотах.

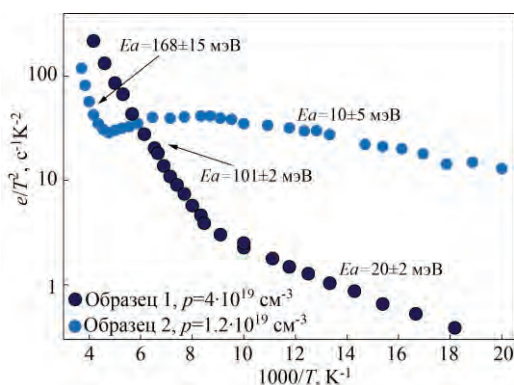


Рис. 2. Графики Аррениуса для образцов №1 и №2

Известно, что при обработке радиотехнических сигналов успешно зарекомендовали себя методы совместного частотно-временного преобразования (Joint Time-Frequency Analysis). Эти преобразования обеспечивают двумерную развертку по частоте и времени, что дает дополнительные возможности по характеристике сигналов.

Для более подробного анализа результатов экспериментальных исследований по аналогии нами предлагается новый метод совместного частотно-температурного анализа. С этой целью создается двумерный график Аррениуса путем комбинации массива температурных спектров проводимости, измеренных на различных частотах для образца

№1, Рисунок 3. Здесь ось X – частота, Y – обратная температура, Z – проводимость. Наблюдается непрерывная трансформация двумерного графика, которую следует рассматривать в контексте модификации экспериментально наблюдаемых параметров глубокого центра бора со значительным изменением его характеристик при 120–130 К.

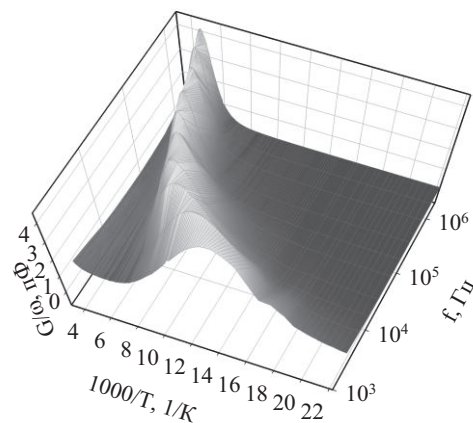


Рис. 3. 2D-график Аррениуса образца №1

Выводы

Методами адмиттанса обнаружена прыжковая проводимость по примесной зоне бора в алмазе. Параметры явления проанализированы в рамках совместного частотно-температурного анализа. Энергия активации составила 168 ± 15 мэВ для термоактивационного механизма и 10 ± 5 мэВ на участке прыжковой проводимости.

Литература

1. J. Lagrange, A. Deneuville, E. Gheeraert // *Diamond and Related Materials*, V. 7, 1390 (1998)
2. K. Thönke // *Semiconductor Science and Technology*, V. 18, S20 (2003).
3. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников* // «Наука», Москва (1979).
4. B. Massarani, J.C. Bourgoin, R.M. Chrenko // *Physical Review B*, V. 17(4) (1978).
5. T. Makino, K. Oyama, H. Kato *et al.* // *Japanese Journal of Applied Physics*, V. 53, 5S1 (2014).
6. O.V. Kucheroва, V.I. Zubkov, E.O. Tsvelev, *et al.* // *Inorganic Materials*, V. 47, 1574 (2011).
7. V. Zubkov, O. Kucheroва *et al.* // *Journal of Applied Physics*, V.118, 145703 (2015).

Модификация отжигом структурных и оптических свойств многослойных нанопериодических структур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$, полученных электронно-лучевым испарением

О.М. Сресели¹, Н.А. Берг¹, В.Н. Неведомский¹, Б.А. Андреев², А.Н. Яблонский², А.В. Нежданов³, Я.Д. Кузякин³, А.В. Ершов^{3*}

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

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

3 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

*ershov@phys.unn.ru

Изготовлены многослойные нанопериодические структуры «подложка/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3/\dots/\text{Al}_2\text{O}_3$ » (период – $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$), которые отжигались до 900°C . Найдено, что отжиг приводит к образованию нанокристаллов Ge и Si с размерами, определяемыми толщиной слоев и температурой отжига. Оптические параметры структур свидетельствуют о проявлении квантово-размерного эффекта, что подтверждено электронной микроскопией высокого разрешения.

Введение

Последнее время отмечается интерес к изучению свойств наноструктур «ядро/оболочка» – квантовых точек и проволок на основе разных полупроводников и соединений.

Для гетероструктур 2-го типа нанокристаллов (НК) «ядро-оболочка» Ge/Si было показано, что в качестве ядра германий предпочтительнее, при этом ослабляется его окисление. Теория указывает, что в таких структурах должна проявляться локализация электронов в Si-оболочке и $L-X$ переключение минимума зоны проводимости [1]. Эксперименты по получению НК Ge/Si «ядро-оболочка» в матрице из оксида алюминия отмечались в [2], где рассмотрено влияние размеров НК Ge на оптические свойства, и найдена сильная зависимость ширины оптической щели от толщины Si-оболочки. Структуры получали осаждением нанослоев $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ методом магнетронного распыления и отжигом в вакууме при 1000°C .

Цель данной работы состояла в получении нанопериодических структур ядро/оболочка Ge/Si «более чистым» методом осаждения - электронно-лучевым испарением при подобных [2] условиях и в изучении их структурных и оптических свойств в зависимости от соотношения толщин слоев компонентов и температур отжига.

Методики эксперимента

Многослойные нанопериодические структуры (МНС) «подложка/ $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3 \dots \text{Al}_2\text{O}_3$ » (период – « $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ » – до 15 нм, число периодов – до 20) проводили электронно-лучевым испарением при температуре подложки $310 \pm 5^\circ\text{C}$. Толщина разделительных диэлектрических нанослоев Al_2O_3 формировалась одинаковой и равной 7 нм, для разных серий толщина Ge-нанослоев была от 2 до 4 нм, а кремния от ~ 1 до 3 нм. Исследование микроструктуры поперечных сечений образцов осуществлялось на электронном микроскопе JEM2100F (JEOL) в модах изображений светлого поля, с фазовым контрастом и дифракции электронов. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при непрерывном и импульсном возбуждении. В первом случае накачка осуществлялась диодным лазером с $\lambda = 450$ нм, использовали монохроматор Princeton Instruments Acton 2300i и фотоприемник OMA-V (0.8–2.1 мкм). Для импульсной накачки использовали пикосекундный Nd:YAG-лазер, $\lambda = 532$ нм, длительность импульса ~ 20 пс. Запись спектров проводилась ФЭУ Hamamatsu (0.9–1.7 мкм) и системой TimeHarp 260 (PicoQuant). Измерения спектров комбинационного рассеяния света (КРС) проводились на спектрометре NTEGRA Spectra в диапазоне $200\text{--}820\text{ см}^{-1}$.

Результаты и обсуждения

Структурные исследования неотожженных образцов просвечивающей электронной микроскопией высокого разрешения (ВРПЭМ) показали, что они все являются аморфными. Общая толщина и период $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ структур хорошо согласовались с технологически заданными значениями. После отжига при 700 и 900 °С в слоях Ge/Si МНС были обнаружены нанокристаллы, размеры которых в направлении роста определяются толщинами слоев (см. рис.1). Наночастицы имели овальную форму с латеральным размером 5-10 нм. На изображении некоторых частиц, находящихся в подходящей ориентации, проявлялись наборы тонких полос, отображающие кристаллографические плоскости. На дифракционной картине с ростом температуры отжига от 700 до 900 °С наблюдалось сужение диффузионных колец по сравнению с неотожженным образцом и появление на них внутренней структуры, образованной точечными отражениями, что свидетельствует о присутствии кристаллической фазы из мелких кристаллитов с произвольной ориентацией.

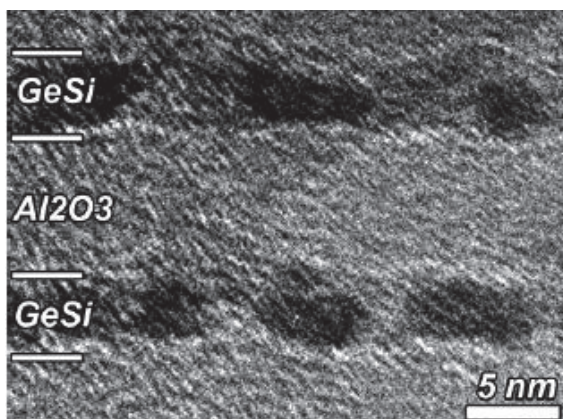


Рис. 1. ВРПЭМ изображение поперечного сечения МНС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si}$ (7/4/2 нм), отожженной при 900 °С

Образование нанокристаллов германия и кремния в структурах сопровождается модификацией оптических свойств образцов – ФЛ и КРС. На спектрах ФЛ образцов, отожженных при 700 °С выделялся пик при 1.67–1.68 мкм и плечо в длинноволновой области с максимумом ~1.8 мкм. Спектры ФЛ, отожженных МНС при 900 °С, обладают четким максимумом при 1.6 мкм и экстремумом при $\lambda \sim 1.78$ мкм. С увеличением температуры отжига наблюдался сдвиг пиков ФЛ в коротковолновую область (см. рис. 2).

Измерения кинетики ФЛ МНС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si} - 7/4/2$ нм (отжиг при 900 °С) при мощной импульсной накачке (532 нм), при 77 К, показали наличие быстрой (540 пс) и медленной (12.7 нс) составляющих временной зависимости сигнала ФЛ на длине волны 1.56 мкм.

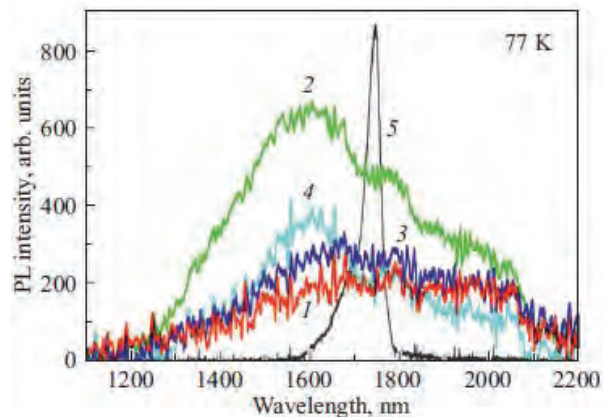


Рис. 2. Спектры ФЛ при непрерывной накачке МНС $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ge}/\text{Si} - 7/4/2$ нм (кривые 1 и 2) и 7/3/1 нм (3, 4). Отжиг: 700 °С (кривые 1 и 3), 900 °С (2, 4). Кривая 5 - спектр кристаллического германия

Результаты изучения спектров КРС показали хорошее согласие с данными ВРПЭМ. Из спектральных результатов следует, что после напыления при температуре 310 °С все серии образцов содержат аморфные нанослои германия и кремния, разделенные переходными аморфными слоями кремний-германиевого сплава, что соответствует пикам комбинационного рассеяния при ~ 280 , ~ 470 и ~ 380 cm^{-1} . Отжиг образцов при 700-900 °С приводит к постепенному смещению пиков КРС по полосам соответственно к ~ 300 , ~ 400 и ~ 500 cm^{-1} (при максимальной температуре).

В докладе обсуждаются особенности люминесцентных спектров исследованных МНС.

Литература

1. M.O. Nestoklon, A.N. Poddubny, P. Voisin, *et al.* J. Phys. Chem. C, V.120, 18901 (2016).
2. N. Nekić, J. Sancho-Parramon, I. Bogdanovic-Radovic, *et al.* Nanophotonics, V.6, 1055 (2017).

Работа выполнена с использованием оборудования ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) и при финансовой поддержке РФФИ, грант №18-52-54002.

Особенности зонной структуры и резонансные явления, наблюдаемые в люминесцентном отклике фотонных кристаллов с nanoостровками Ge(Si)

М.В. Степихова^{1,*}, С.А. Дьяков^{2,§}, О.Е. Ермаков³, А.Н. Яблонский¹, С.М. Сергеев¹, Д.В. Юрасов¹, Н.А. Гиппиус², А.А. Богданов³, А.В. Новиков¹, З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

² Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143005.

³ Университет ИТМО, Биржевая линия В.О., д. 14, Санкт-Петербург, 199034.

*mst@ipm.sci-nnov.ru, §s.dyakov@skoltech.ru

В работе приводятся результаты исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися nanoостровками Ge(Si). Демонстрируются возможности усиления люминесцентного отклика активной среды (nanoостровков Ge(Si)) на радиационных модах ФК. Обсуждаются наблюдаемые в исследуемых ФК явления резонансного взаимодействия с оптически «неактивными» модами – так называемыми связанными состояниями в континууме.

Введение

В работе приводятся результаты исследований двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися nanoостровками Ge(Si). Рассмотрены возможности усиления излучающих свойств активной среды за счет эффектов взаимодействия с модами ФК. Развиваемая тематика представляет, как фундаментальный, так и практический интерес, открывая новые возможности создания эффективно излучающих приборных структур на кремнии.

Методика эксперимента

Исследованы ФК с периодом решетки (a), варьируемым в диапазоне от 450 до 725 нм, с фактором заполнения, определяемым отношением радиуса отверстий (r) к периоду решетки, $r/a = 0.2 - 0.3$ (рис. 1). Двумерные ФК формировались методами электронно-лучевой литографии в сочетании с плазмохимическим травлением. ФК формировались на многослойных структурах, выращенных на подложках SOI и содержащих 5 слоев nanoостровков Ge(Si). Суммарная толщина структуры, на которой формировался ФК, составляла ~ 330 нм.

В рамках работы, исследования люминесцентного отклика полученных структур выполнялись методами микро-фотолюминесценции в стандартной геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей, а также в геометрии «диа-

граммы направленности», предполагающей проведение исследований в выделенной точке зоны Бриллюэна ФК, что позволяет анализировать его зонную структуру.

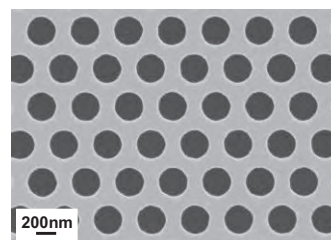


Рис. 1. СЭМ снимок ФК с периодом решетки $a = 450$ нм и фактором заполнения $r/a = 0.3$, сформированного на кремниевой структуре с nanoостровками Ge(Si)

Результаты и обсуждение

Как показали результаты исследований, при определенных параметрах ФК в структурах наблюдается интенсивный сигнал фотолюминесценции, существенно превышающий люминесцентный отклик образца, измеряемый в непроцессированной области. Измерения в геометрии «диаграммы направленности» позволили выделить в спектрах ФЛ фотонных кристаллов особенности, связанные с процессами взаимодействия активной среды с радиационными модами ФК и так называемыми связанными состояниями в континууме (bound states in the continuum [1]). Последние являются следствием деструктивной интерференции мод ФК и должны характеризоваться предельно высокими значениями добротности. В спектрах ФЛ исследованных

ФК, анализируемых вблизи Г точки зоны Бриллюэна (рис. 2), связанные состояния в континууме проявляются в виде серии узких линий, добротность которых превышает 10^3 . Спектральный диапазон, в котором наблюдаются связанные состояния в континууме, и параметры ФК, для которых эти состояния наблюдаются, хорошо согласуются с данными теоретических расчетов, выполненных методом матриц рассеяния [2]. В рассчитываемых зонных диаграммах фотонно-кристаллических структур связанные состояния в континууме проявляются в виде разрыва зон и фактически являются «неактивными», не излучающими в дальнем поле (рис. 3). Возможность наблюдения таких состояний в эксперименте, очевидно, объясняется неидеальностью решетки ФК.

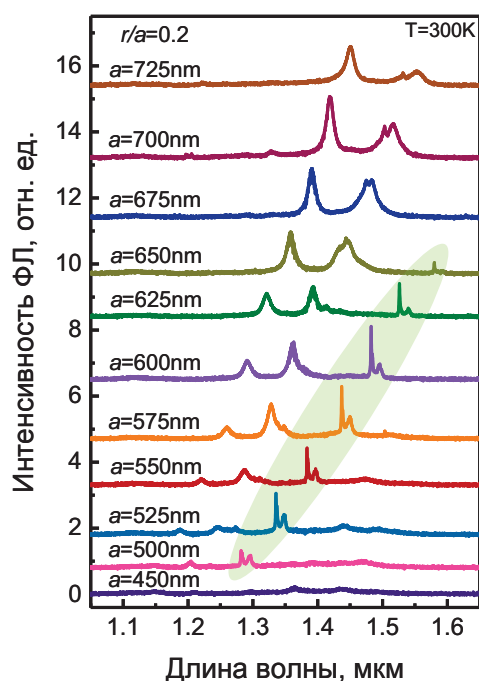


Рис. 2. Спектры ФЛ фотонных кристаллов с разными периодами решетки, измеренные в геометрии диаграммы направленности. Зеленым выделены области спектров с тонкой структурой линий, характеризующихся высокой добротностью и определяемых как связанные состояния в континууме

О перспективности исследованных структур свидетельствует наблюдаемое в них значительное усиление

сигнала ФЛ наностроек Ge(Si), являющееся следствием процессов взаимодействия активной среды с модами ФК. В исследованных структурах рост интенсивности сигнала ФЛ в ФК превышал 2 порядка величины по сравнению с областью структуры вне ФК.

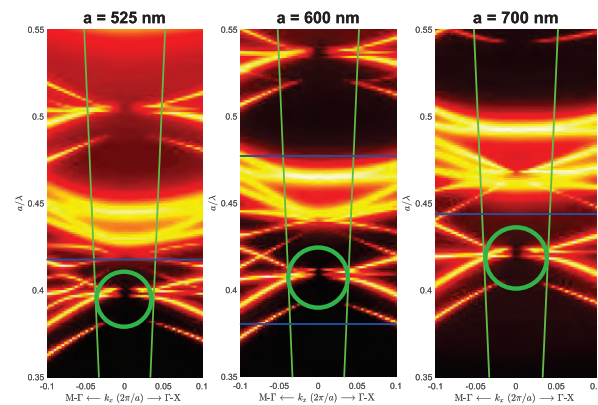


Рис. 3. Рассчитанные методом матриц рассеяния зонные диаграммы и коэффициент выхода излучения двумерных ФК с периодами решетки $a = 525, 600$ и 700 нм, сформированных на кремниевых структурах с наностройками Ge(Si). Коэффициент выхода ФЛ приведен в цветовой шкале «темно красный – красный – желтый – белый» с максимумом, соответствующим белому цвету. Диапазон длин волн в единицах a/λ , в котором имеет место излучение наностроек Ge(Si), отмечен синими линиями на рисунках. Для ФК с периодами решетки $a = 525$ и 700 нм синие линии отмечают верхнюю и нижнюю границы диапазона, соответственно. Зелеными линиями приведен диапазон углов вблизи Г точки, в которых детектировался сигнал ФЛ. Окружностями на рисунке отмечены области связанных состояний в континууме, проявляющихся в рассчитанных спектрах в виде разрыва зон

Работа финансируется из средств РФ (проект # 19-72-10011).

Литература

1. C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone *et al.* // Nature Reviews Materials, V. 1, 1 (2016).
2. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, *et al.* // Physical Review B, V. 66, 045102 (2002).

Структурные свойства слоя Ge, выращенного на гетероструктуре Si/SiO₂/Si(100) методом «горячей проволоки»

А.А. Сушков^{1,*}, Д.А. Павлов¹, В.Г. Шенгуров¹, С.А. Денисов¹, В.Ю. Чалков¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*sushkovartem@gmail.com

Получен и исследован слой Ge на буферном слое Si и Si/SiO₂/Si (100) подложке, а также отдельно исследованы Si/SiO₂/Si(100) гетероструктуры. Слой Ge выращен методом «горячей проволоки», а буферный слой Si с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Структурные исследования проведены с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии, а также методами рентгеновской дифрактометрии и дифракции на отражение. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. В данной работе показано, что исследованные Si/SiO₂/Si (100) подложки могут быть использованы для роста на них светоизлучающих структур на основе полупроводников группы A³B⁵ через Ge/Si буферные слои, а также обосновано предположение об изменении условий роста Ge/Si слоев на Si при использовании Si/SiO₂/Si (100) гетероструктур вместо Si подложек.

Введение

В настоящее время задача создания эффективных светоизлучающих структур, совместимых с кремниевой радиационно-стойкой КМОП-технологией, остается нерешенной. Один из подходов заключается в том, чтобы сформировать высокого кристаллического качества слои полупроводников группы A³B⁵, обладающих прямозонной энергетической структурой, на гетероструктурах Si/SiO₂/Si (100) «кремний на изоляторе» (КНИ). Кристаллографический маршрут перехода от Si к соединениям A³B⁵ через переходный слой Ge является широко известным [1] и детально нами изучен [2, 3]. Для роста слоя Ge на Si хорошо себя зарекомендовал метод «горячей проволоки» [4]. Тем не менее, гетероструктура КНИ по сравнению с объемным Si содержит встроенный слой SiO₂, что может привести к изменению условий роста на ней. Поэтому необходимо провести серию экспериментов с целью подобрать оптимальные параметры роста Ge/Si слоев на КНИ методом «горячей проволоки».

В настоящей работе представлены результаты исследования структурных свойств и морфологии поверхности гетероструктур Si/SiO₂/Si (100) и Ge/Si слоев на КНИ.

Методика эксперимента

Ge/Si слои выращены на Si/SiO₂/Si (100) гетероструктуре в две стадии в одной ростовой камере. В первой стадии буферный слой Si толщиной 275 нм был получен методом молекулярно-пучковой

эпитаксии при температуре роста 800°C. Во второй стадии слой Ge толщиной 770 нм был получен методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH₄) на «горячей проволоке» при температуре роста ~300°C и давлении моногермана $9 \cdot 10^{-4}$ Торр [5]. Структурные исследования проведены с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ), а также методами рентгеновской дифрактометрии и дифракции на отражение. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии.

Результаты и обсуждение

Результаты исследования поперечного среза гетероструктур КНИ на просвечивающем электронном микроскопе демонстрируют близкую к атомарно-гладкой поверхность верхнего слоя Si (рисунок 1 (б)). На ПЭМ-изображениях не было обнаружено контраста, связанного с дефектами. Эти результаты указывают на то, что такие гетероструктуры могут быть использованы для роста на них светоизлучающих структур на основе полупроводников группы A³B⁵ через буферные слои.

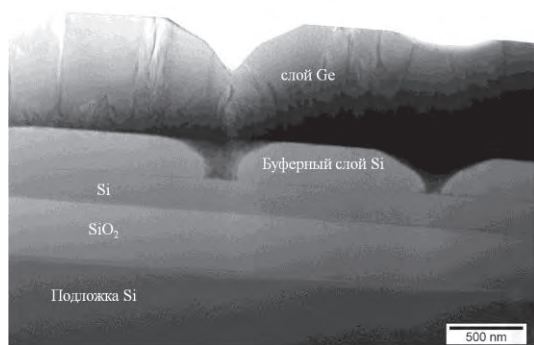
На ПЭМ-изображениях поперечного среза структур Ge/Si/КНИ видно, что буферный слой Si получился неравномерным по толщине (рисунок 1 (а)). При этом в некоторых областях он полностью обрывается. На его месте на ПЭМ-изображениях наблюдается контраст, связанный с Ge. Релаксация упругих напряжений в процессе эпитаксиального роста слоя Ge на Si происходит с образованием преимуще-

ственно таких дефектов как дислокации, которые прорастают к поверхности (рисунок 1 (а)). По своей кристаллической структуре слой Ge является монокристаллическим, что подтверждается на ВРПЭМ-изображениях и наличием точечных рефлексов на электронограммах (не показано). Значение полуширины кривой качания слоя Ge (004) составило $641''$, что в три раза больше, чем для слоя Ge на подложке Si [6]. Среднеквадратичная шероховатость поверхности слоя Ge на гетероструктуре КНИ равна 24 нм, что на два порядка больше, чем для аналогичного слоя на подложке Si [6]. Эпитаксиальный рост высокого структурного качества Ge/Si слоев на гетероструктуре КНИ затрудняет расположенный в ней слой SiO₂, который имеет на порядок меньшую теплопроводность, чем Si. В процессе роста слоя Ge или Si температура поверхности образца и температура подложки Si в гетероструктуре КНИ имеют разные значения. В результате усложняется контроль температуры роста. Предполагается, что шероховатость и де-

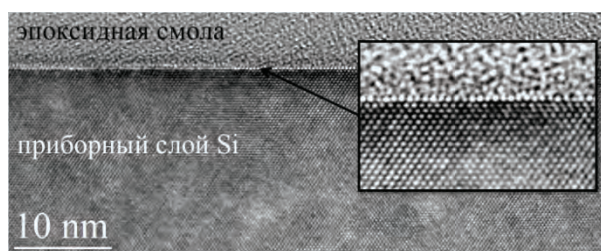
фектность слоя Ge и буферного слоя Si в данном образце обусловлены сильным отклонением температуры роста от установленного значения.

Таким образом, был выращен и исследован слой Ge на буферном слое Si и Si/SiO₂/Si (100) подложке, а также отдельно исследованы Si/SiO₂/Si(100) гетероструктуры. Результаты данной работы указывают на возможность роста на рассмотренных КНИ подложках светоизлучающих структур на основе полупроводников группы А³В⁵ через Ge/Si буферные слои. Также было сделано предположение о том, что высокая шероховатость поверхности и низкое структурное качество слоя Ge и буферного слоя Si на гетероструктуре КНИ связаны с отличающейся от оптимального значения температурой роста. Последнее указывает на необходимость дальнейших исследований с целью подобрать параметры роста Ge/Si слоев на КНИ методом «горячей проволоки».

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 18-72-10061).



а



б

Рис. 1. (а) Обзорное ПЭМ-изображение Ge/Si/SiO₂/Si (100) гетероструктуры; (б) ВРПЭМ-изображение поперечного среза поверхности слоя Si в Si/SiO₂/Si(100) гетероструктуре

Литература

1. Ю. Б. Болховитянов, О. П. Пчеляков // УФН, Т. 178, 459 (2008).
2. N. Baidus, V. Aleshkin, A. Dubinov *et al.* // Crystals, V. 8, 311 (2018).
3. A. A. Sushkov, D. A. Pavlov, V. G. Shengurov *et al.* // Semiconductors, V. 53, 1242 (2019).
4. S. A. Denisov, S. A. Matveev, V. Yu. Chalkov, V. G. Shengurov // J. Phys. Conf. Ser, V. 690, 012014 (2016).
5. V. G. Shengurov, S. A. Denisov, V. Yu. Chalkov *et al.* // Technical Physics Letters, V. 41, 36 (2015).
6. В. Г. Шенгуров, Ю. Н. Бузынин, А. Н. Бузынин *и др.* // Материалы XXI Международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», Т. 2, 770 (2017).

Высококачественные эпитаксиальные слои Ge/Si(001) in situ легированные атомарными потоками Ga и Sb

С.М. Сычев¹, В.Г. Шенгуров², С.А. Денисов², В.Ю. Чалков², А.В. Кудрин^{1,2},
Н.А. Алябина², В.Н. Трушин^{1,2}, В.И. Окулич⁴, А.В. Зайцев^{1,2}, Д.О. Филатов¹,
А.М. Титова¹, Ю.Н. Бузынин³

1 ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

2 НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

3 ИМФ РАН, Академическая ул., 7, Нижний Новгород, 603087.

4 Нижегородский институт управления РАНХиГС, пр. Гагарина, 46, Нижний Новгород, 603950.

*heroes105@mail.ru

Исследованы закономерности in situ легирования в методе HWCVD слоев Ge/Si(001) атомарными потоками Ga и Sb, испаряемыми из сублимационного источника, вырезанного из монокристалла германия, легированного одной из этих примесей. Установлено что в случае легирования галлием концентрацию дырок в слоях можно варьировать от $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, подвижность носителей заряда в слоях Ge/Si(001) близка к подвижности в объемном Ge.

Введение

Эпитаксиальные слои германия (Ge), выращенные на Si(001) подложках, широко применяются при изготовлении микро- и оптоэлектронных приборов. При этом часто используются легированные слои n- и p- типа проводимости. Наиболее перспективными являются низкотемпературные методы роста гетероструктур Ge/Si(001) такие как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и газозфазное осаждение (англ., chemical vapor deposition, CVD). Низкая температура роста ($\sim 350^\circ \text{C}$) способствует лучшему внедрению атомов легирующей примеси и уменьшению диффузии в слоях Ge.

В методе CVD in situ легирование слоев Ge/Si(001) осуществляют с использованием прекурсоров PH_3 , AsH_3 , BH_3 . Недостатком их использования является то, что легирующие элементы поступают в процессе роста в виде молекул, что затрудняет их внедрение в слои.

В то же время известно, что в методе МЛЭ поток легирующей примеси можно формировать атомарным при испарении из сублимирующего источника, нагретого до температуры, близкой температуре его плавления. Такой метод успешно применялся при легировании эпитаксиальных слоев Si атомами P, As, Sb и В в методе МЛЭ при испарении из сублимирующего источника [1,2].

В данной работе исследовалось in situ легирование атомами Ga и Sb слоев Ge/Si(001) при росте их ме-

тодом HWCVD, основанное на испарении их из твердотельного сублимирующего источника, сильно легированного заданной примесью (Ga или Sb), который вырезан из легированного слитка Ge.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные гетерослои Ge/Si(001) выращивали методом HWCVD в высоковакуумной установке с базовым давлением $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ Торр. Условия роста были близки к описанным в работе [3]. Дополнительно в камере роста был установлен сублимирующий источник в виде прямоугольного брусочка, вырезанного из сильнолегированного слитка монокристаллического германия. Источник нагревался пропусканием тока до температуры, близкой к температуре плавления Ge.

Подложки Si(001) с $\rho \geq 4000 \text{ ом} \cdot \text{см}$ перед ростом слоев отжигали при $T_s = 900^\circ \text{C}$ в течение 10 минут. После отжига ее снижали до температуры роста ($T_s = 250 - 500^\circ \text{C}$), нагревали Ge-источник до температуры $T_{\text{Ge}} = 930^\circ \text{C}$, нагревали Ga-полоску до $T_{\text{Ga}} = 1400^\circ \text{C}$, напускали моногерман до $P_{\text{GeH}_4} = 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, открывали заслонку перед подложкой и проводили рост слоев.

Структурное совершенство слоев Ge/Si(001) толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$ исследовали методом двухкристалльной рентгеновской дифракции (РД). Электрические параметры слоев определяли методом Вандер-Пау и C-V-профилирования.

Результаты и обсуждение

На основании данных РД было установлено, что слои Ge:Ga и Ge:Sb, выращенные на подложках Si(001), были почти полностью релаксированные и имели высокое кристаллическое совершенство: на это указывало положение и ширина пиков спектра РД. В частности, для слоев Ge:Ga/Si(001) величина FWHM отраженного Ge(004) уменьшалась от $0,13^\circ$ до $0,048^\circ$ с повышением температуры подложки от 250°C до 500°C .

На рис.1 приведен график зависимости холловской подвижности дырок в слоях Ge:Ga/Si(001) от ее концентрации. Видно, что в большей части она близка к подвижности в объемном Ge [4]. Отметим также, что для современных короткоканальных MOSFET_s типичной является концентрация дырок $\sim 1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [5]. В наших слоях такая концентрация достигается даже в очень тонких слоях $\sim 0,12 \text{ мкм}$ и подвижность дырок составляла при этом $\sim 200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

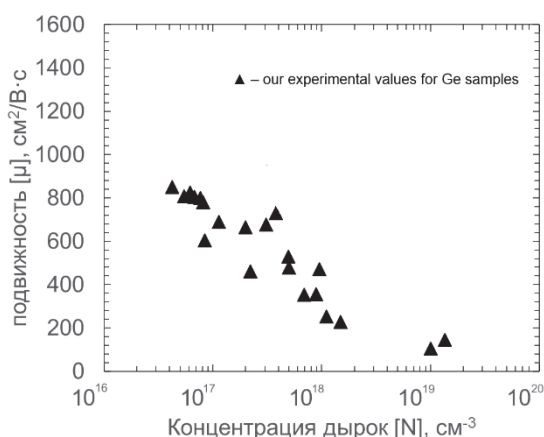


Рис. 1. Зависимость холловской подвижности дырок в слоях Ge:Ga/Si(001) от их концентрации: \blacktriangle – наши экспериментальные данные для слоев Ge

Исследована также зависимость концентрации дырок в слоях Ge:Ga/Si(001) от температуры роста (подложки), которая представлена на рис. 2. Видно, что она носит экспоненциальный характер. Значение энергии активации, найденные из этого графика, составляют $\sim 6,5 \text{ ккал/моль}$.

В работе также исследованы особенности испарения примеси (Ga и Sb) из сублимирующего Ge-источника в зависимости от времени испарения.

Экспериментально установленное время стабилизации потока примеси из Ge-источника близко к временам, определенным из математической модели этого процесса.

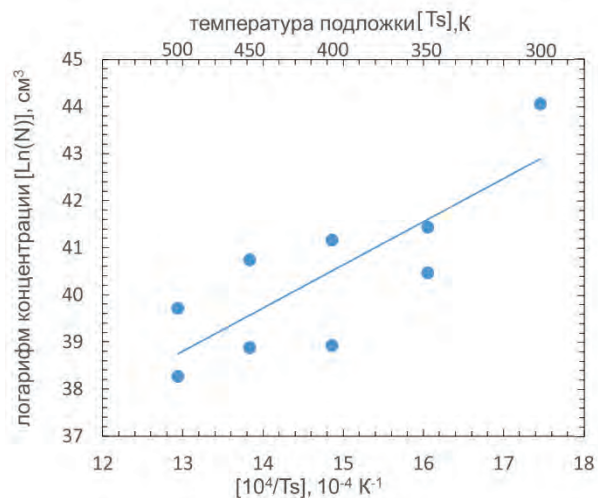


Рис. 2. Зависимость концентрации дырок в слоях Ge:Ga/Si(100) от температуры подложки

Для контролируемого легирования ЭС Ge/Si(001) атомарными потоками Ga и Sb нами были опробованы вариации:

- соотношением потоков примесь/Ge;
- изменением температуры источника Ge:Ga или Ge:Sb в интервале температур $880 - 930^\circ\text{C}$;
- изменением температуры подложки в интервале $T_s = 250 - 500^\circ\text{C}$.

Работа поддержана грантом РФФИ (19-32-90184).

Литература

1. В.П. Кузнецов, В.В. Постников, В.А. Толомазов // Кристаллография, Т.15, Вып. 2, 391 (1970).
2. В.Г. Шенгуров, Р.А. Рубцова // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №9, 106 (1997).
3. В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.А. Денисов и др. // ФТП. Т. 49, 1411 (2015).
4. О.А. Golikova, B.Ya. Moizhwz and L.S. Stilbans // Sov. Phys. Solid State, V. 3 2259 (1962).
5. J. Mantey, W Hsu, J. James et al // Appl. Phys. Lett. 102, 192 111 (2013).

Детектор ИК диапазона основанный на гетероструктуре Ag₂S квантовые точки/кремний

И.В. Третьяков^{1,6}, С.С. Светодух¹, А.С. Перепелица^{1,3}, Н.С. Каурова¹, А.С. Шураков¹, С.А. Рябчун^{1,2}, М. Смирнов^{3,5}, О. Овчинников^{3,5}, Г.Н. Гольцман^{1,2,4}

1 Московский педагогический государственный университет, Москва 119435, Россия.

2 Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва 101000, Россия.

3 Воронежский государственный университет, Воронеж 394018, Россия.

4 Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань 420029, Россия

5 Воронежский государственный университет инженерных технологий, Воронеж 394036, Россия.

6 Астрокосмический центр Физического Института Российской Академии Наук, Москва 117997, Россия.

igorstrohm@mail.ru

Основой технологической революции в микроэлектронике в 20 веке был кремний, его полупроводниковые свойства позволили миниатюризировать основные электронные элементы до нанометровых размеров. Умение управлять полупроводниковыми свойствами Si на нанометровом диапазоне размеров сулит прорывное развитие технологий на его основе. В нашей работе мы экспериментально изучали фотовольтаический эффект в кремнии Si, поверхность которого была покрыта квантовыми точками (QDs) Ag₂S (Ag₂S/Si гетероструктура) в коротковолновом инфракрасном диапазоне (SWIR). Экспериментально полученные значения чувствительности для Ag₂S/Si гетероструктур при комнатной температуре составило $1.1 \cdot 10^{-10}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$, удельная чувствительность была лучше, чем 10^{13} cm²/ $\sqrt{\text{HzW}}$. Экспериментальное исследование спектральных характеристик фототклика Ag₂S/Si гетероструктур в SWIR region позволило выделить два основных механизма образования фотоотклика: механизм поглощения SWIR излучения дефектами кристаллической структуры Ag₂S QDs и механизм поглощения за счет поверхностных состояний создаваемых QDs на поверхности Si.

Введение

Кремний Si, как основной технологический полупроводниковый материал, на протяжении последних десятилетий определяет эволюцию нашего общества. Применение современных оптоэлектронных устройств на основе Si ограничено видимым и ближним инфракрасным диапазоном так как для фотонов с энергией менее 1,12 эВ кремний практически прозрачен. Разработки эффективных фотопроводников комнатной температуры для ИК диапазона, совместимых с современной кремниевой технологией пользуются большим спросом. В частности, мегапиксельная цифровая визуализация, основанная на технологии комплементарный металл-оксид-полупроводник (CMOS) в ИК-диапазоне, обладает высоким потенциалом для важных технологических применений, таких как квантовокриптографические системы распределения ключа, квантовая коммуникация и он-чип обработка данных, системы ночного видения, ИК спектроскопия, медицинская диагностика, мониторинг окружающей среды и астрономия. Таким образом, проблема расширения полосы поглощения Si в дальний инфракрасный диапазон представляет

значительный фундаментальный и практический интерес.

В этой работе мы подробно исследуем фотоотклик Ag₂S/Si гетероструктур в SWIR, понимание физических механизмов фотоэлектрического эффекта значительно облегчает разработку устройств на основе структур QDs/Si. Известно, что оптические свойства QDs сильно зависят не только от его материала, но и диаметра точек. Таким образом чувствительность устройств основанных на QDs в определенный момент будет ограничиваться их свойствами.

Для создания Ag₂S/Si heterostructures мы использовали набор коллоидных растворов Ag₂S QDs с максимумами распределения диаметров QDs 1.8 nm, 2 nm, 2.5 nm и 3.2 nm. В качестве подложки использовался высокоомный кремний с $\rho > 3$ k Ω *cm толщиной 350 μm . Гетероструктура Ag₂S/Si представляла собой зазор между двумя Ti/Au контактами на Si подложке, покрытый Ag₂S QDs. В нашем случае ширина W и длина L зазора равнялись 10 μm .

На Рисунок 1а представлено оптическое изображение внутренней части гетероструктуры.

Линза с установленной гетероструктурой, Рисунок 1b, монтировалась в вакуумный держатель, оборудованный оптическими фильтрами и электрическим съемом сигнала, система фильтров обеспечивала оптическую входную полосу держателя 1 – 2.5 мкм. Фотовольтаический отклик образцов на амплитудо-модулированное, коллимированное излучение усиливался и синхронно регистрировался с помощью lock-in amplifier.

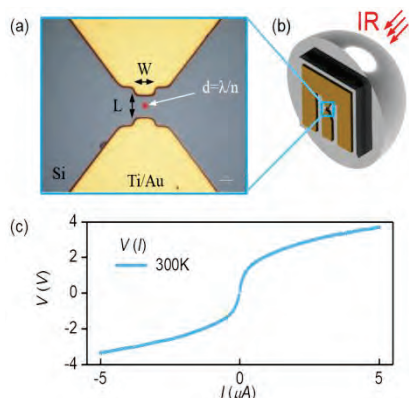


Рис. 1. а) Оптическое изображение исследуемого устройства. б) Схематическое изображение гетероструктуры установленной на эллиптическую линзу. в) ВАХ структуры Au/Ti/Si/Ti/Au, вид ВАХ говорит о образовании пространственного распределения заряда на границах Si/Ti

На Рисунке 2, представлено семейство спектральных зависимостей для гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ с различными диаметрами используемых Ag_2S QDs, а также спектральная зависимость для образца не покрытого QDs (Si).

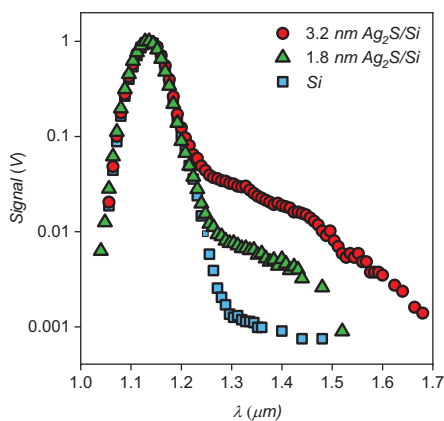


Рис. 2. Спектральный отклик гетероструктур

Из графика видно, что на λ больше 1.2 мкм сигнал $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ гетероструктур с размерами QDs 1.8 нм и 3.2 нм многократно превосходит этот параметр для такого же образца не покрытого QDs, и растет с ростом размер используемых QDs. Известно, что нестехиометрия Ag_2S QDs является причиной высокой концентрации дефектов кристаллической структуры QDs и, как следствие, богатого спектра

ловушечных состояний. Ловушечные состояния приводят к появлению протяженного «хвоста» в SWIR области спектра поглощения QDs. По причине того, что ширина запрещенной зоны Ag_2S QDs уменьшается при увеличении диаметра точек, «хвост» простирается тем дальше в SWIR область, чем больше диаметр QDs. Это демонстрируют спектры поглощения изучаемых в работе QDs, Рисунок 2. Таким образом, механизмом возникновения фотоотклика за пределами собственного поглощения Si и экситонного Ag_2S QDs является возникновение диагональных переходов между валентной зоной кремния и электронными уровнями размерного квантования Ag_2S QDs с участием ловушечных состояний. Однако, спектральная зависимость отклика гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ с размером точек 3.2 нм имеет заметен перегиб в районе 1.45 мкм, что может говорить о смене механизма фотовольтаического эффекта. Для исследования природы перегиба в работе подробно исследовался отклик гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ с размером точек 1.8 нм и 2 нм на длинах волн 1.31 мкм и 1.55 мкм. Выбор размера QDs обусловлен необходимостью полного исключения или же существенного подавления детектирования за счет SWIR «хвоста» QDs на λ 1.55 мкм. На Рисунок 3 представлены экспериментальные значения вольт/ваттной V/W чувствительности гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ на длинах волн 1.31 мкм и 1.55 мкм

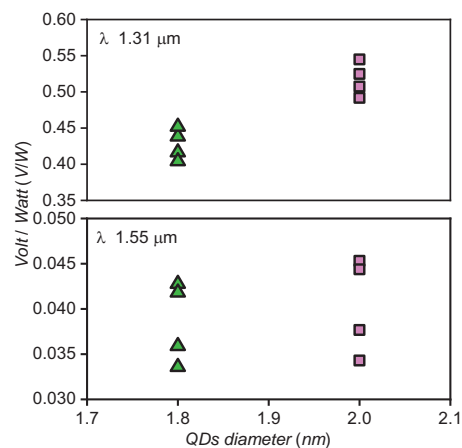


Рис. 3. Отклик, измеренный для двух типов гетероструктур

Из верхней панели Рисунок 3 видно, что W/V чувствительность измеренная на λ 1.31 мкм для гетероструктур с размером Ag_2S QDs 2 нм заметно больше, чем для гетероструктур покрытых QDs с размером 1.8 нм. В тоже время W/V чувствительность измеренная на λ 1.55 мкм для тех же образцов (нижняя панель Рисунок 3) не отличается в пределах экспериментальной погрешности (размер символа). Следовательно, механизм отклика гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ на λ 1.31 мкм определяется размерами QDs,

а на $1.55 \mu\text{m}$ практически не зависит от размера используемых Ag_2S QDs. Кроме того, W/V чувствительность гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ на $\lambda 1.55 \mu\text{m}$ многократно превосходит величину W/V для Si структуры не покрытой QDs. Очевидно, что в случае облучения гетероструктур $\text{Ag}_2\text{S}/\text{Si}$ QDs излучением $1.55 \mu\text{m}$ QDs прямо не поглощают излучение, однако располагаясь на поверхности Si существенно обогащают его спектр поверхностных состояний.

Эта работа демонстрирует эффективный и недорогой способ создания чувствительного SWIR фотоприемника при комнатной температуре, хорошо совместимого с технологией Si CMOS. Экспериментально полученное значение NEP составляет $1,1 \times 10^{-10} \text{ Вт} / \sqrt{\text{Гц}}$,

Исследование спектрального отклика приборов проводилось при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-72-30036). Исследование свойств устройств по постоянному току проводилось при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-32-70005). Исследование чувствительности устройств было проведено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00362). Интеграция устройства осуществлялась при поддержке Российского научного фонда (проект № 1972-10156). Моделирование оптических свойств кремниевой подложки проводилось при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-1200045).

Генерация терагерцового излучения в нанометровых пленках Ge- α -Sn-Ge

В.Н. Трухин^{*,1,2}, И.А. Мустафин¹, П.Г. Гаврилова², F.V. Kusmartsev^{3,4}, A. Kusmartseva³, Y. Liu⁴, B. Zhang⁴, Y. Luo⁴

1 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194021.

2 НИУ ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Department of Physics, Loughborough University, UK.

4 Nano-fabrication laboratory, MTRC, China.

*valemb@mail.ru

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования процесса генерации терагерцового излучения, в наноструктурах на основе нанометровых пленок Ge и α -Sn, обусловленного фототоком, индуцируемым облучением структур сверхкороткими оптическими импульсами. Исследуемые объекты были синтезированы путём гибридизации слоев Sn с Ge, что позволило добиться уникальных свойств полученных структур, по сути, представляющих собой новый класс топологических материалов. Полученные в ходе экспериментальных исследований результаты, возможно свидетельствуют о генерировании тока фотонного увлечения неравновесных дираковских или вейлевских электронов.

Введение

В последние годы многие исследовательские группы активно изучали трехмерные системы с линейным электронным спектром – топологические изоляторы и Вейлевские полуметаллы [1, 2]. Данные системы обладают уникальными оптическими и электрическими свойствами, что уже сейчас может найти применение при построении систем для квантовых вычислений. Соответственно, создание и изучение таких систем представляет несомненный интерес. На данный момент достаточно известными и хорошо изученными Вейлевскими полуметаллами являются – TaAs, TaP, NbAs, NbP и BiI – xSbх. Также стоит упомянуть о дираковском полуметалле на основе α -Sn и InSb (111) [3]. Ранее в 1985 году, в теоретической работе [4] было продемонстрировано появление металлической фазы с линейным спектром электронной системы на границе двух полупроводников Ge и α -Sn с инвертированной зонной структурой, образующих гетеропереход. В таких полупроводниковых наноструктурах, в гетеропереходе, становится возможным появление дираковских и/или вейлевских электронов, которые не имеют массы, обладают огромной подвижностью и могут быть сверхпроводящими, что поистине делает данную систему уникальной. Взаимодействие двумерных нанометровых интерфейсов может приводить к появлению полуметалла

Вейля. Последние работы и положили начало изучению электрических и оптических свойств структур на основе нанометровых пленок Ge и α -Sn. В настоящей работе в таких наноструктурах на основе нанометровых пленок Ge и α -Sn наблюдаются токи фотонного увлечения, возбужденные фемтосекундными оптическими импульсами, и индуцированное этими фототоками терагерцовое излучение.

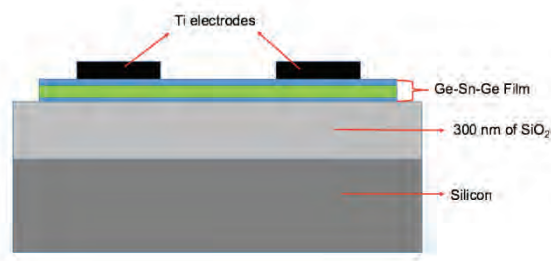


Рис. 1.

Результаты

Исследуемые образцы представляли собой слои Ge и α -Sn с нанометровой толщиной, выращенные на поверхности окисленного кремния. Используя метод электронно-лучевого осаждения, были синтезированы наноструктуры, состоящих из слоев Ge и α -Sn различной толщины (1.5 ÷ 50 нм). Титановые электроды толщиной 50 нм были напылены на поверхность синтезированной пленки (рис. 1).

Для возбуждения исследуемых образцов использовался титан-сапфировый лазер, генерирующий оптические импульсы длительностью $\sim 15-100$ фс с длиной волны ~ 800 нм. Фототоки регистрировались путем измерения фотоэдс на контактах, нанесенных на верхнюю поверхность образца. ТГц излучение регистрировалось с помощью метода электрооптического стробирования в геометрии зеркального отражения.

Исследование особенностей генерируемого ТГц излучения от образцов со структурой $\text{Ge}(1.5\text{нм})/\alpha - \text{Sn}/\alpha - \text{Sn}$ показало картину, схожую с генерацией от объемного InAs, как для ТЕ, так и для ТМ-поляризации возбуждающего импульса. Амплитуды ТГц импульсов имеют один и тот же знак, когда поляризация возбуждающего света изменяется от ТМ к ТЕ. Кроме того, для ТЕ-поляризации амплитуда меньше.

Для германиевых пленок эксперименты показали аналогичные результаты. Амплитуда импульсов ТГц излучения при изменении поляризации от ТЕ к ТМ имела тот же знак, и наблюдалась характерная зависимость ТГц импульса от направления вектора электрического поля.

При исследовании образцов, содержащих гетеропереход $\text{Ge}(3\text{нм})/\alpha - \text{Sn}$ были получены совершенно иные результаты. При изменении поляризации возбуждающего света от ТМ к ТЕ амплитуда ТГц импульса изменяет свой знак. Кроме того, амплитуда ТГц импульса при возбуждении оптическим импульсом с поляризацией ТМ была отрицательной по сравнению с предыдущими экспериментами.

Более подробно был изучен образец, имеющий несколько гетеропереходов $\text{Ge}/\alpha - \text{Sn}$. В результате экспериментальных исследований было выявлено, что зависимость амплитуды ТГц импульса от поляризации носит синусоидальный характер. Для r-компоненты терагерцового поля она пропорциональна $\cos 2\varphi$, для s-компоненты терагерцового поля – $\sin 2\varphi$ (рис.2). При изменении направления распространения света наблюдалась инверсия знака ТГц импульса. Зависимость максимальной амплитуды импульса от интенсивности возбуждающего света была линейной. Эксперименты по изучению фототоков контактным методом показали аналогичное поведение соответствующих зависимостей. Кроме того, исследования с образцами на основе пленок $\text{Ge}/\alpha - \text{Sn}/\alpha - \text{Sn}$ показали значительное

снижение эффективности терагерцовой генерации и, соответственно, меньшей величины фототока.

Наблюдаемые в экспериментах зависимости фототока от поляризации света, направления волнового вектора и интенсивности возбужденного света присущи току фотонного увлечения. В общем случае ток фотонного увлечения определяется тензором четвертого порядка. Для изотропной среды ток фотонного увлечения будет определяться двумя независимыми компонентами этого тензора. Был выполнен расчет тока фотонного увлечения на основе феноменологического подхода, которой показал соответствие рассчитанных зависимостей с экспериментальными данными, так, например, и в эксперименте, и в теории, поперечный ток при возбуждении оптическим излучением с ТМ-поляризацией равен нулю. На микроскопическом уровне характер самого процесса генерации ТГц излучения в исследуемых

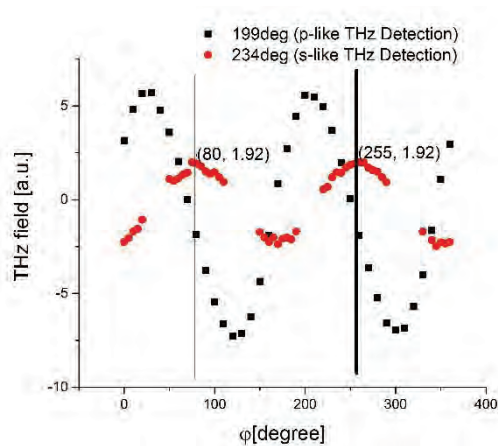


Рис. 2.

двух образцов на основе нанометровых пленок $\alpha\text{-Sn}/\text{Ge}/\alpha - \text{Sn}$, по-видимому, обусловлен появлением асимметрии в импульсном пространстве неравновесных дираковских электронов при межзонных переходах. Для окончательного определения механизма наблюдаемого эффекта требуются дальнейшие исследования.

Литература

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, Rev. Mod. Phys. 90, 015001 (2018).
2. Hao Zheng and M. Z. Hasan, Adv. Phys. X 3, 1466661(2018).
3. Cai-Zhi Xu et all, PRL 118, 146402(2017).
4. Кусмарцев Ф. В., Цвелик Л. М., Письма ЖЭТФ, 42, 207(1985).

Спектры примесной фотопроводимости эпитаксиальных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе CdHgTe

Т.А. Уаман Светикова^{1,*}, А.В. Иконников¹, В.В. Румянцев², Д.В. Козлов²,
В.С. Варавин³, Н.Н. Михайлов³, С.А. Дворецкий³

1 МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119992

2 ИФМ РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950

3 ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

*aurelia8002@gmail.com

Методом фурье-спектроскопии были исследованы спектры фотопроводимости (ФП) эпитаксиальных пленок CdHgTe *p*-типа и гетероструктур с квантовыми ямами на основе CdHgTe. Легирование акцепторами в пленках осуществлялось либо за счет создания вакансий ртути, либо введением мышьяка. В спектрах ФП были обнаружены особенности, связанные с ионизацией примесно-дефектных состояний. Определены их энергии ионизации и прослежена температурная эволюция.

Введение

Твердые растворы Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ) являются одним из основных материалов инфракрасной оптоэлектроники [1]; ширину запрещенной зоны в них можно произвольно менять от нуля до 1,6 эВ, варьируя долю кадмия в растворе. Существенное влияние на характеристики оптоэлектронных приборов оказывают примесно-дефектные центры, которые значительно уменьшают времена безызлучательной рекомбинации. Наиболее распространенной примесью в твердых растворах КРТ является вакансия ртути — двухвалентный акцептор [2]. Эта вакансия может использоваться для получения структур *p*-типа. Другим способом легирования акцепторами является введение мышьяка. Однако каждый из этих методов требует проведения специальных отжигов, что всегда приводит к образованию существенного количества примесно-дефектных центров и ухудшению качества структур.

Вакансии ртути также проявляются и в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе КРТ, например, в спектрах ФП [3] и фотолюминесценции [4].

Тем не менее, нельзя утверждать, что энергетический спектр вакансий ртути и других акцепторов в КРТ известен достоверно. Поэтому в данной работе были выполнены детальные исследования спектров ФП и гальваномагнитных характеристик при различных температурах (4.2–100 К) в различных типах структур на основе КРТ.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы Cd_xHg_{1-x}Te были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(013) в ИФП СО РАН [5]. На подложке выращивались буферные слои ZnTe и CdTe, затем выращивался активный слой структуры Cd_xHg_{1-x}Te ($x \sim 0,22$) толщиной 5–6 мкм и, наконец, покровный слой CdTe. Выращенные структуры по данным измерений эффекта Холла обладали *n*-типом проводимости с концентрацией $\sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и подвижностью $\sim 50\,000$ см²/В·с при $T = 4.2$ К. После роста структуры либо отжигались в атмосфере гелия при $T \sim 220$ °С в течение суток, что приводило к образованию значительного количества вакансий ртути, либо в них имплантировался мышьяк с последующим активационным отжигом. Гетероструктуры HgCdTe/CdHgTe выращивались таким же способом, за исключением того, что активный слой в них представлял собой одиночную квантовую яму Hg_{0,87}Cd_{0,13}Te толщиной около 30 нм, заключенную между барьерами Cd_{0,56}Hg_{0,44}Te.

Спектры ФП измерялись при низких температурах в диапазоне 5–50 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы размером 5 × 4 мм размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF. В криостате использовались окна из полипропилена и лавсана. Дополнительно перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена.

Результаты и обсуждение

В спектрах примесной ФП отожженных образцов (рис. 1а) был обнаружен ряд особенностей в субщелевой области, положения которых не зависели от состава и температуры. Яркие пики 1 и 2 на 80 см^{-1} и 155 см^{-1} связываются нами вслед за авторами [2] с однократной и двукратной ионизацией вакансии ртути. Особенность 3 (наблюдавшаяся более ярко в других образцах) предположительно связывается с другим акцептором, скорее всего с кислородом. Увеличение температуры приводит к уменьшению интенсивностей всех особенностей, что связано с увеличением темпов рекомбинации носителей заряда. Но видно, что характер изменения интенсивности особенностей 1 и 2 различный, это происходит из-за перераспределения долей зарядовых состояний вакансий ртути при повышении температуры. Для структур, легированных мышьяком (рис. 1б), положения особенностей 1 и 2 в спектрах ФП совпадают с положениями этих особенностей в отожженном образце, что позволяет предполагать, что они также связаны с вакансиями ртути. В то же время форма и положение пика 3 (220 см^{-1}) заметно отличаются, поэтому естественно связать его с ионизацией мышьяка.

В гетероструктурах с КЯ в спектрах ФП также, как и для эпитаксиальных пленок, наблюдались особенности, положение которых с ростом температуры не менялось. Наиболее ярко примесные линии проявлялись при подсветке образцов синим светом (рис. 1в), которая приводила к нарушению термодинамического равновесия и генерации неравновесных электронов и дырок. Данные особенности также, как и ранее [3, 4], связываются нами с ионизацией вакансий ртути — двухзарядного акцептора. Положение этих особенностей (89 см^{-1} и 186 см^{-1}) отличается от таковых в эпитаксиальных пленках из-за локализации носителей заряда в КЯ, зависимости энергии ионизации от положения вакансии и наведенных зарядов [6]. Температурные зависимости пиков также соответствуют температурным зависимостям в эпитаксиальных пленках: особенность 2 «спадает» медленнее первой, за счет ионизации нейтральной вакансии ртути с ростом температуры и превращением ее в однократно ионизованную.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки (грант МК-1430.2020.2).

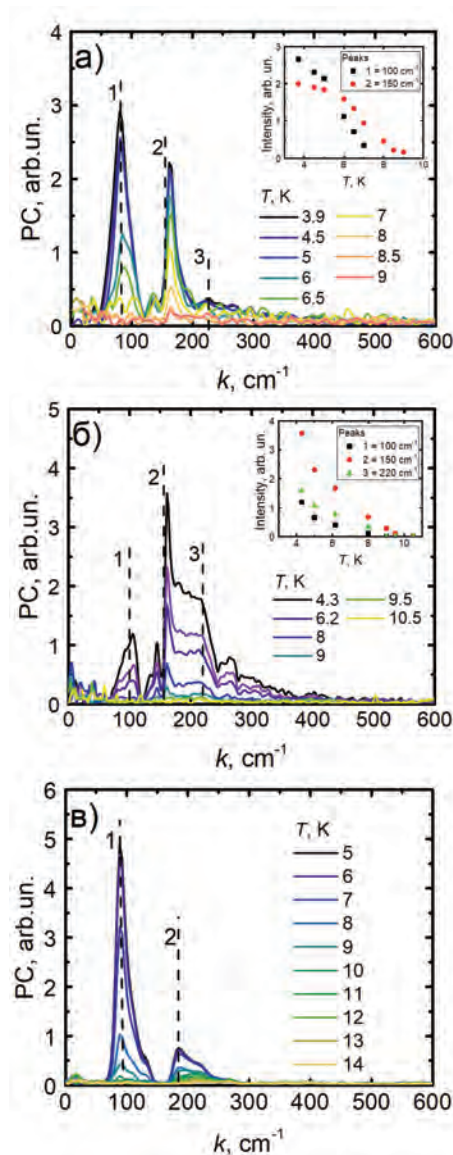


Рис. 1. Спектры примесной фотопроводимости при различных температурах в а) отожженной пленке $\text{Hg}_{0.74}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$; б) пленке $\text{Hg}_{0.74}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, легированной As; в) гетероструктуре с КЯ при постоянной подсветке синим

Литература

1. A. Rogalski // Opto-Electron. Rev. 20 279 (2012).
2. V. V. Romyantsev et al. // Semicond. Sci. Technol. 32, 095007 (2017).
3. Д. В. Козлов и др. // ФТП 50, 1690 (2016).
4. Д. В. Козлов и др. // ФТП 154, 1226 (2018).
5. V. S. Varavin et al. // Proc. SPIE 5136, Solid State Crystals (2002): Crystalline Mater. Optoelectron. (2003).
6. Д. В. Козлов и др. // ФТП 53, 11224 (2019).

Терагерцовое излучение в структурах на основе одно- и многослойного графена

В.В. Уточкин^{1,*}, М.А. Фадеев¹, А.С. Мельников^{1,2}, В.В. Румянцев¹, С.В. Морозов¹, В.Я. Алешкин¹, К. Suwa³, D. Ogiura³, T. Komiyama³, A. Satou³, T. Otsuji³

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Научно-технологический университет "Сириус", Олимпийский пр-т, 1, Сочи, 354340.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*xeponium@bk.ru

В структурах эпитаксиального графена, выращенных методом термического разложения SiC подложки, при 808 нм оптической накачке получено широкополосное ТГц излучение в диапазоне от 15 до 45 ТГц. Показано, что спектр структуры многослойного графена определяется тепловым излучением SiC подложки, в то время как спектр структуры с небольшим числом слоёв является спектром межзонной фотолюминесценции.

Введение

Создание источников когерентного ТГц излучения - одна из актуальных тем современной физики. Графен, благодаря своим нетривиальным свойствам, обусловленным линейным законом дисперсии и нулевой шириной запрещённой зоны, привлек значительное внимание в качестве перспективного материала для создания ТГц лазеров. В настоящее время наблюдается значительный прогресс в изготовлении различных графеновых структур, как с помощью метода микромеханического расщепления графита [1], так и с помощью эпитаксиального выращивания [2]. Особенности зонной структуры графена позволяют рассчитывать на использование графеновых структур в качестве фотодетекторов, модуляторов, источников излучения, эталонов сопротивления и транзисторов, работающих при комнатной температуре [3]. Вследствие отсутствия щели между состояниями электронов и дырок в графене такие оптоэлектронные приборы могут работать в дальнем и среднем ИК диапазонах длин волн.

В среднем ИК диапазоне лидирующее место среди полупроводниковых лазеров занимают униполярные квантово-каскадные лазеры, которые могут работать в непрерывном режиме при комнатной температуре вплоть до длины волны порядка 16 мкм, обеспечивая мощность излучения на уровне нескольких ватт. Однако при продвижении в длинноволновый ($\lambda > 25$ мкм) диапазон характеристики ККЛ существенно падают, поскольку в этом диапазоне находятся полосы одно- и двухфононного поглощения полупроводников $A^{III}B^V$. Именно в этом, фактически уже терагерцовом диапазоне, межзон-

ные лазеры на основе графена могут оказаться конкурентоспособными, поскольку частоты оптических фононов в графене существенно выше. В графене и подложке SiC энергии оптических фононов достаточно высокие (~ 200 мэВ и ~ 100 мэВ, соответственно), таким образом, поглощение на оптических фононах не накладывает ограничений на усиление терагерцового излучения в исследуемых структурах на основе графена. К настоящему моменту в графене уже было продемонстрировано ТГц спонтанное излучение при фемтосекундной ИК накачке [4] и, независимо, экспериментально подтверждено создание инверсии населённости в эпитаксиальном графене на SiC подложке при фемтосекундной ИК накачке методом фотоэлектронной спектроскопии с временным и угловым разрешением [5].

Методика эксперимента

В данной работе было получено широкополосное ТГц излучение в ряде эпитаксиальных графеновых структур. Исследованные структуры с неберналовской (AA) упаковкой были выращены методом термического разложения SiC подложки. Образцы имели типичные размеры 1×1 см², количество слоёв в них варьировалось от 2 – 3 в первой серии (структура GA2) до нескольких десятков во второй (структура ML1). Измерения спектров ТГц излучения проводились в оптическом гелиевом криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры в диапазоне 8 – 300 К, оптически сопряженном с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v, работавшим в режиме пошагового сканирования. Важной особенностью использования методи-

ки пошагового сканирования является внесение задержки начала записи сигнала относительно момента остановки сканирующего зеркала на каждом шаге измерений. В течение этой дополнительной паузы происходит релаксация сигнала, обусловленного модуляцией фонового теплового излучения окружающей среды при перемещении зеркала. Таким образом, возможно существенно подавить вклад фонового теплового излучения в результирующий сигнал, что является критичным фактором для чувствительных измерений в ТГц области спектра. В качестве источника оптического возбуждения применялся непрерывный 808 нм диодный лазер со средней мощностью 250 мВт, в качестве детектора использовался HgCdTe приёмник.

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 представлены спектры ТГц излучения исследованных структур, а также референсный спектр SiC подложки, полученные при температуре 300 К при 808 нм оптической накачке. В обеих структурах наблюдались широкие спектры излу-

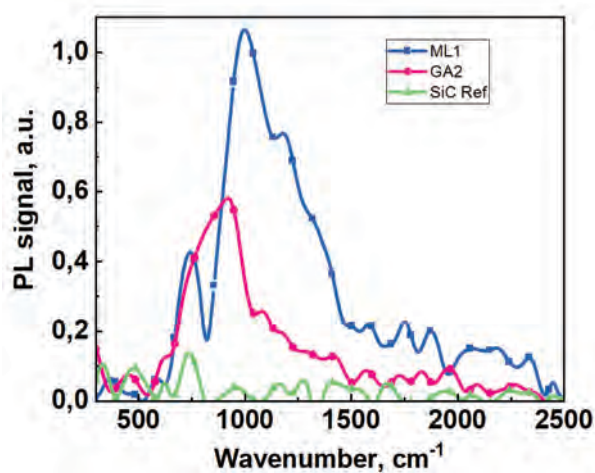


Рис. 1. Спектры ФЛ эпитаксиальных графеновых структур и SiC подложки при 300 К и 808 нм накачке

ния в диапазоне $600 - 1500 \text{ cm}^{-1}$ (15 – 45 ТГц).

Красные границы спектров определяются красной границей области чувствительности HgCdTe при-

ёмника ($\sim 620 \text{ cm}^{-1}$). Максимумы спектров ТГц излучения исследуемых структур могут лежать в низкочастотной области, и наблюдаемое в эксперименте резкое уменьшение интегральной интенсивности ФЛ в структурах при понижении температуры может быть объяснено сдвигом спектров ТГц излучения в область низких энергий.

Как видно из рисунка, в спектре структуры ML1 имеется провал в районе 800 cm^{-1} , ассоциируемый с поглощением в SiC на оптических фонах, в то время как спектр структуры GA2 не содержит такой особенности.

Таким образом, представляется вероятным, что в спектр ТГц излучения структуры ML1 существенный вклад вносит тепловое излучение SiC подложки, а сам многослойный графен во многом выступает в роли фактора, увеличивающего коэффициент поглощения 808 нм излучения структурой ML1 по сравнению с чистой SiC подложкой. При этом форма спектра структуры GA2, не имеющая провала на 800 cm^{-1} , не определяется тепловым излучением SiC подложки, а представляет собой спектр фотолуминесценции эпитаксиального графена.

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-31-51019 и 18-52-50024.

Литература

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.* // *Science* v. 306 pp. 666-669 (2004).
2. W. A. de Heer, C. Berger, X. Wu, *et al.* // *Solid State Commun.* v. 143 pp. 92-100 (2007).
3. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.* // *Nature* v. 438 pp. 197-200 (2005).
4. S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe *et al.* // *Phys. Rev. B* 85, 035443 (2012).
5. T. Someya, H. Fukidome *et al.* // *Phys. Rev. B* 95, 165303 (2017).

Спектры фотолюминесценции квантовых ям InAs/GaInSb/InAs в среднем ИК диапазоне

В.В. Уточкин^{1,2}, М.А. Фадеев¹, С.С. Криштопенко³, В.В. Румянцев^{1,2}, В.Я. Алешкин^{1,2}, А.А. Дубинов^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2}, Б.Р. Семягин⁴, М.А. Путьято⁴, Е.А. Емельянов⁴, В.В. Преображенский⁴, В.И. Гавриленко^{1,2*}

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087.

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

3 Laboratoire Charles Coulomb, CNRS & Universite Montpellier, Place Eugene Batallion, Montpellier, France, 34095.

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

* gavr@ipmras.ru

Исследованы спектры фотолюминесценции волноводных гетероструктур с квантовыми ямами AlSb/InAs/GaInSb/InAs/AlSb, предназначенных для генерации излучения на межзонных переходах в среднем ИК диапазоне. Обнаруженные спектральные линии сопоставляются с расчетами зонной структуры.

Введение

Край валентной зоны GaSb лежит выше по энергии, чем край зоны проводимости InAs, что позволяет в квантоворазмерных структурах InAs/GaSb управлять (при изменении толщин слоев) шириной запрещенной зоны. В симметричных квантовых ямах (КЯ) InAs/Ga(In)Sb/InAs с W-образным профилем потенциала экстремумы зон находятся в Г-точке зоны Бриллюэна [1]. Такие структуры используются за рубежом для создания лазеров среднего ИК диапазона (см., например, [2]). В настоящей работе предпринята первая попытка получения стимулированного излучения в структурах, сконструированных и выращенных в России.

Эксперимент

Исследуемый образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs(001) в ИФП СО РАН [3]. Активная часть структуры выращивалась на композитном буфере, состоящего из метаморфного буферного слоя GaSb толщиной 2.4 мкм (ср. с [4]), 10-периодной “сглаживающей” сверхрешетки AlSb(2.5 нм)/GaSb (2.5 нм) и слоя GaSb толщиной 0,6 мкм. Далее выращивались 10 КЯ AlSb(10 нм) – InAs(3.03 нм) – Ga_{0,65}In_{0,35}Sb(3.05 нм) – InAs(3.03 нм) – AlSb(10 нм). Поверх выращивался покрывающий слой GaSb толщиной 6 нм. Рассчитанная зонная структура КЯ представлена на Рис.1, а на Рис.2 представлено распределение суммарных (по всем 8 компонентам) квадратов модулей волновых функций (ВФ) в подзонах. Видно, что ВФ дырок (подзона HH1) локализована в цен-

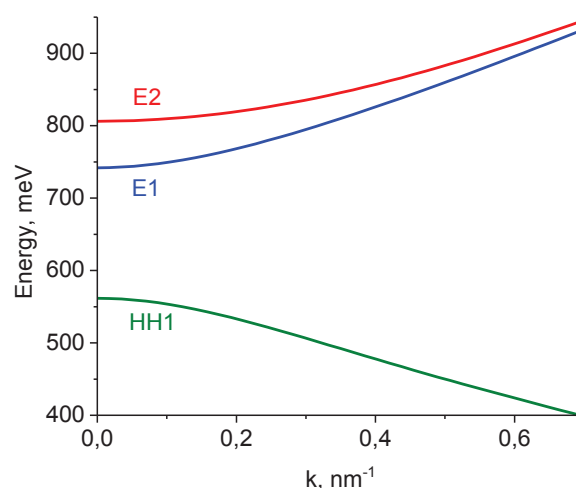


Рис. 1. Зонная структура КЯ в исследуемом образце, рассчитанная в рамках модели Кейна 8*8 [5]

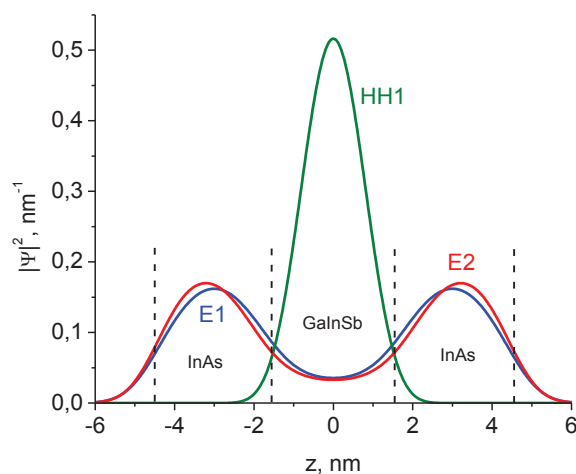


Рис. 2. Распределение квадратов вероятностей волновых функций в подзонах в КЯ в исследуемой структуре. Вертикальными линиями показаны границы слоев

тре КЯ, т.е. фактически в слое GaInSb и слабо проникает в слой InAs. ВФ электронов в подзонах E1 и E2 локализованы соответственно в слоях InAs, но заметно проникают в слой GaInSb (вследствие малой эффективной массы электронов), что достигнуто за счет 35%-ной доли In в составе твердого раствора.

Результаты и обсуждение

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись с помощью фурье-спектрометра Bruker 80v в режиме пошагового сканирования при возбуждении излучением оптического параметрического осциллятора СОЛЯР ($\lambda = 2$ мкм, $\tau_{\text{pulse}} = 10$ нс, $f_{\text{rep}} = 10$ Гц). Образец размером 5*5 мм располагался на холодном пальце в криостате замкнутого цикла. На рис.3 представлены спектры ФЛ, измеренные при $T = 10$ К. При минимальном уровне возбуждения в спектре наблюдается линия А, положение которой хорошо соответствует расстоянию между подзонами E1 и HH1, с ростом интенсивности накачки возникает вторая линия В, положение которой соответствует расстоянию между второй электронной подзоной E2 и HH1. Обе линии ФЛ наблюдались в спектрах вплоть до $T = 110$ К без заметного смещения по частоте при уменьшении интенсивности в несколько раз, очевидно вследствие повышения вероятности безызлучательной рекомбинации.

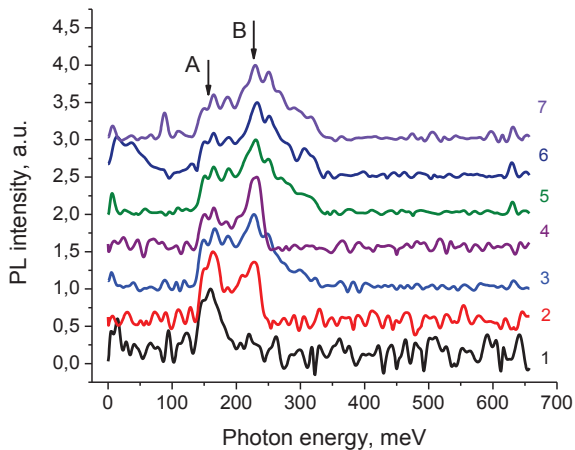


Рис. 3. Нормированные спектры ФЛ, измеренные при $T = 10$ К при различной средней мощности возбуждения, мВт: 1 – 1.8, 2 – 7, 3 – 22, 5 – 26, 6 – 33, 7 – 40

В «обычных» КЯ оптические переходы из второй электронной подзоны E2 в первую дырочную HH1 запрещены вследствие различной четности ВФ. В исследуемых КЯ оптические переходы из E2 в HH1 возможны вследствие значительного вклада четных компонент ВФ легких дырок в 8-компонентную ВФ

подзоны E2, в то время как электронная компонента ВФ в подзоне E2 действительно является нечетной (как и в «обычных» КЯ) и не дает вклада в матричный элемент перехода в подзону HH1.

Как видно из Рис.3 повышение уровня накачки (до $1,6$ МВт/см²) не приводило к возникновению стимулированного излучения, несмотря на то, что общая толщина структуры обеспечивала поддержание в ней волноводной моды TE₀ – Рис.4. Как видно из рисунка, максимум волноводной моды находится в стороне от активной части структуры – области КЯ InAs/GaInSb/InAs. Для лучшей связи активной среды с волноводной модой в дальнейшем при «конструировании» структур следует увеличить толщину слоя GaSb и «передвинуть» КЯ вглубь волноводного слоя.

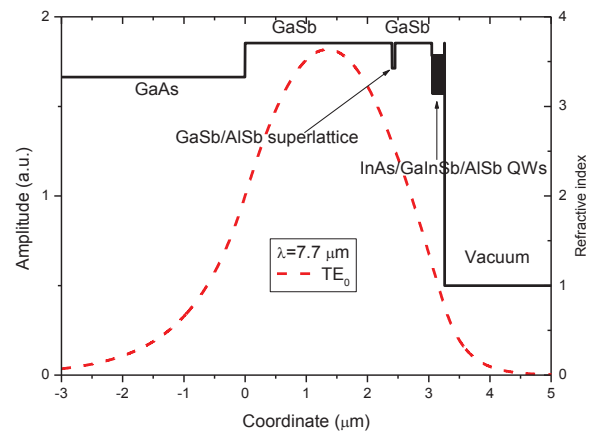


Рис. 4. Распределение показателя преломления и электрического поля TE₀ моды с длиной волны 7.7 мкм в исследуемой структуре

Работа выполнена в рамках госзадания ИФМ РАН (№0035-2019-0020) и при поддержке РФФИ (грант 18-42-520040_поволжье).

Литература

1. S.S. Krishtopenko, F. Terpe // *Science Adv.* V.4, eaap7529 (2018).
2. A.P. Ongstad, R. Kaspi, G.C. Dente *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 92, 141106 (2008).
3. Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, А.В. Васев и др. // *Автоматрия*, Т.47, 43 (2011).
4. Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, V.81, 1833 (2002).
5. С.С. Криштопенко, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин и др. // *ФТП*, Т.51, 40 (2017).

Моделирование температурной зависимости усиления квантово-каскадных лазеров на основе HgCdTe с 2 КЯ на частоте 8.3 ТГц

Д.В. Ушаков^{1§}, А.А. Афоненко¹, Р.А. Хабибуллин², Д.С. Пономарев²,
В.Я. Алешкин³, С.В. Морозов³, В.И. Гавриленко³, А.А. Дубинов³

1 Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

2 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

3 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

§sushakovdvu@gmail.com

Методом балансных уравнений проведен расчет температурной зависимости коэффициента усиления терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двух узкозонных квантовых ям HgCdTe. Показано, что усиление на частоте 8.3 ТГц оптимизированной структуры с гибридным дизайном рабочих уровней и слабо локализованными волновыми функциями превышает 100 см^{-1} вплоть до 210 К, а максимальная рабочая температура достигает 225 К.

Введение

В настоящее время востребованы компактные источники излучения терагерцового диапазона частот. Наибольшего прогресса в этой области достигли квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе гетеросистем полупроводников GaAs/AlGaAs и InGaAs/InAlAs/InP [1]. Генерация излучения в области 7–9 ТГц в квантово-каскадных лазерах в гетеросистеме GaAs/AlGaAs затруднена из-за резонансного поглощения на оптических фонах (~36 мэВ). В гетероструктурах CdHgTe энергия оптических фононов почти в два раза меньше (17–19 мэВ). Поэтому создание ККЛ на основе CdHgTe открывает перспективы для освоения диапазона 7–9 ТГц. Кроме того, в материале CdHgTe эффективная масса электрона в 2–3 раза меньше, чем в AlGaAs, что может благоприятно сказаться на увеличении дипольного матричного элемента лазерных уровней [2].

В работе проведено моделирование температурной зависимости усиления ККЛ на основе HgCdTe с каскадом из двух КЯ, излучающих на частоте 8.3 ТГц.

Моделирование ККЛ на основе HgCdTe

Из-за малой ширины запрещенной зоны соединенный HgCdTe существенно влияние непараболичности зон. Поэтому расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-х зон-

ного **k-p**-метода [3]. Степень заполнения уровней энергий находились путем численного решения системы балансных уравнений [4, 5]. Коэффициент усиления для внутривозонных переходов в зависимости от частоты излучения находился в многоуровневом приближении согласно [5–7].

Выбор структуры с максимальным усилением $>100 \text{ см}^{-1}$ при $T=200 \text{ К}$ получен путем сканирования толщин барьерных слоев $\text{Hg}_{0.6}\text{Cd}_{0.4}\text{Te}$ в диапазоне 1–8 нм и КЯ $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ в диапазоне 3–25 нм с шагом, равным половине постоянной решетки. На рис. 1 приведены расчеты уровней энергии и волновых функций для одной из оптимальных структур, толщины слоев которой **барьер/КЯ** слева направо имеют следующие значения: 4.5/5.8/2.6/18.8 нм. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями со слоевой концентрацией $3.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

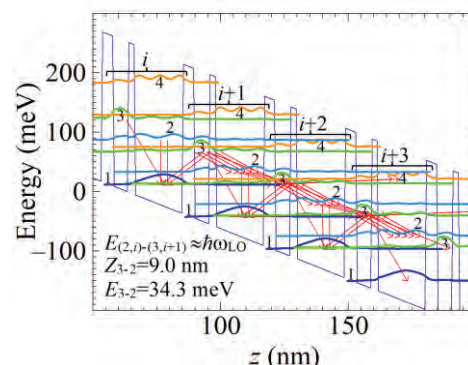


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости, уровни энергии и квадраты модулей волновых функций электронов при напряжении на период 54 мВ, $T=200 \text{ К}$. Стрелками показано интенсивность протекания тока по уровням

Предложенный дизайн с 2 КЯ, в отличие от работы [8] характеризуется гибридной схемой накачки, основанной на резонансных туннельных переходах через период с уровня инжектора 1 периода i на верхний лазерный уровень 3 периода $i + 2$. Накачка верхнего лазерного уровня 3 периода $i + 1$ осуществляется с уровня 2 предыдущего периода i путем резонансного испускания оптического фона.

При расчете температурной зависимости коэффициента усиления (рис. 2) исследованы также основные параметры, определяющие его изменение $g : \Delta n_{32} \cdot |Z_{32}|^2 / \gamma_{32}$, где Z_{32} – матричный элемент дипольных переходов, Δn_{32} – разность населенностей рабочих уровней, γ_{32} – фактор уширения линии излучения. В предложенном дизайне волновые функции, соответствующие рабочим уровням 3 и 2, оказываются протяженными и слабо локализованными. При этом достигается большой матричный элемент дипольных переходов $Z_{32} = 9$ нм, который незначительно растет с температурой. Населенность верхнего лазерного уровня 3 слабо связана с населенностью инжекторного уровня 1 и синхронизирована через электрон-фононное взаимодействие с ростом населенности нижнего лазерного уровня 2 предыдущего каскада. При этом инверсия населенностей между рабочими уровнями растет вплоть до 175 К. Дальнейшее падение населенности обусловлено активацией накачки на паразитный уровень 4 и утечек в континуум. Общая тенденция падения коэффициента усиления при нагревании обусловлена ростом фактора уширения линии излучения, определяемого преимущественно рассеянием на оптических фонах.

Расчеты коэффициента суммарных потерь, включающих потери на обкладках Cu-Cu металлического волновода, зеркалах резонатора, свободных носителях заряда и поглощения на оптических фонах, проведены для волновода (активной области ТГц ККЛ) толщиной 12 мкм согласно [9]. В исследуемой структуре активная область ККЛ заключена между контактными слоями n^+ -CdTe толщиной 50 и 75 нм и концентрацией легирующей примеси 10^{17} см^{-3} . Как видно из рис. 2 при нагревании потери на частоте 8.3 ТГц растут практически линейно. При температуре 225 К потери составляют 74 см^{-1} и сравниваются с коэффициентом усиления, что определяет максимальную рабочую температуру ККЛ.

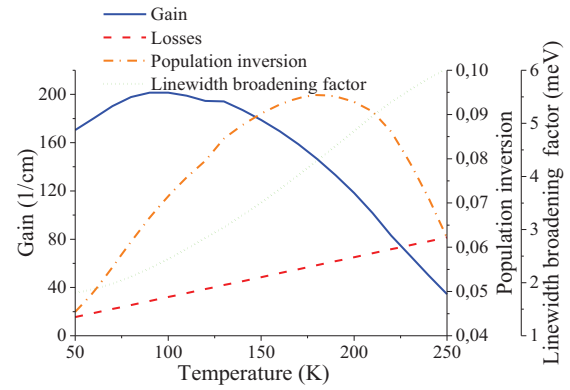


Рис. 2. Температурные зависимости усиления, коэффициента потерь, разности населенностей рабочих уровней Δn_{32} и фактора уширения линии излучения γ_{32}

Заключение

Проведенное моделирование показало, что усиление на частоте 8.3 ТГц оптимизированной структуры терагерцового ККЛ на основе узкозонных КЯ HgCdTe с гибридным дизайном рабочих уровней и слабо локализованными волновыми функциями превышает 100 см^{-1} вплоть до 210 К, а максимальная рабочая температура достигает 225 К, при которой возможно использование элемента Пельтье для охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БРФФИ № Ф18Р-107 и РФФИ № 18-52-00011_Бел, а также гранта РНФ № 18-19-00493.

Литература

1. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams *et al.* // Opt. Exp., V. 23, 5167 (2015).
2. E. Benveniste, A. Vasanelli, A. Delteil *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 93, 131108 (2008).
3. C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist *et al.* // Phys. Rev. B, V. 50 (12), (1994)
4. Д.В. Ушаков, И.С. Манак // ЖПС, Т. 74 (6), 801 (2007).
5. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49 (10), 913 (2019).
6. V.B. Gorfinkel, S. Luryi, B. Gelmont // IEEE J. Quantum Electron., V. 32 (11), 1995 (1996).
7. Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко И.С. Манак // Квант. электрон., Т. 40 (3), 195 (2010).
8. L. Bosco, M. Franckić, G. Scalan *et al.* // J. Appl. Phys. Lett., V. 115, 010601 (2019).
9. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квант. электрон., Т. 48 (11), 1005 (2018).

Терагерцовые диффузионные резонансы в периодической графеновой структуре

Д.В. Фатеев^{1,2,*}, Д.А. Свинцов³, В.В. Попов¹

1 Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

2 Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

3 Московский физико-технический институт, Институтский пер, д. 9, Московская область, г. Долгопрудный, 141701.

*fateevdv@yandex.ru

Учет пространственной дисперсии в проводимости графена приводит к возможности возбуждения новых типов резонансов в периодической графеновой структуре в ТГц частотном диапазоне. Резонансы связаны с периодическим накоплением электронной концентрации вблизи границ графеновых полосок за счет действия периодического электрического поля, и последующего растекания заряда за счет давления электронной жидкости, приводящего к диффузии электронов.

Введение

Недавние эксперименты продемонстрировали, что транспорт электронов в графене при температурах от азотной до комнатной схож с транспортом вязкой жидкости [1,2]. Так, электрический ток может формировать «водовороты» [1], а проводимость точечных контактов может превосходить предел Шарвина благодаря эффектам вязкого увлечения [2]. Такой гидродинамический транспорт реализуется в условиях сильных электрон-электронных столкновений, частота которых должна являться наибольшей из частот в изучаемой системе. Микроскопические оценки этой частоты дают значение порядка 5 ТГц при комнатной температуре [3]. Отсюда, в частности, следует, что распространение плазмонов терагерцового диапазона в графене должно подчиняться законам гидродинамики. Плазмоны в гидродинамическом режиме могут возбуждаться постоянным током по черенковскому механизму [4], а также трансформироваться в звуковые колебания вблизи точки зарядовой нейтральности [5].

В данной работе исследованы резонансные свойства периодической графеновой структуры в гидродинамическом режиме.

Теоретическая модель

Рассматриваемая периодическая графеновая структура представляет собой расположенные в плоскости полоски графена, чередующиеся с металлическими полосками. Над полосками графена на расстоянии d расположены экранирующие металлические полоски с шириной равной ширине графеновых полос l_2 . На графеновую структуру нормально

падает электромагнитная волна ТГц частотного диапазона с поляризацией электрического поля в направлении периодичности структуры. Электродинамическая задача решалась в электродинамическом подходе [6], в котором графен учитывался в виде граничного условия с проводимостью

$$\sigma(\omega, q) = i \frac{e^2 n}{m} \frac{\omega}{\omega(\omega + i\tau) - 0.5q^2 v_F^2}, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, ω – частота колебаний, концентрация электронов графене, m – динамическая масса электронов в графене, τ – время релаксации импульса электронов, v_F – скорость Ферми в графене и q – волновое число. Проводимость (1) была получена в результате решения полной системы гидродинамических уравнений [4] в пределе низких температур ($E_F > k_B T$, E_F – энергия Ферми, k_B – постоянная Больцмана, T – температура электронов) для однокомпонентного графена (имеющего только электронный тип проводимости). Особенностью гидродинамического режима является появление дополнительных сил, пропорциональных градиенту давления, в уравнениях динамики электронов, приводящих к пространственной дисперсии в графене. В однородной двумерной системе эти силы приводят к «звуковой» добавке к скорости плазмонов. Необходимость учета пространственной дисперсии в данном случае определяется субмикронной длиной диффузии электронов в графене за период ТГц колебания.

Результаты и обсуждение

Вычисленные спектры коэффициента поглощения демонстрируют возбуждение резонансов двух типов в графеновой структуре (рис. 1). Положение

плазмонных резонансов на рисунке 1 в графеновой структуре может быть оценено с помощью формулы дисперсии плазмонов в однородном экранированном графене

$$\omega = \sqrt{\frac{e^2 E_F q}{\pi \hbar^2 \varepsilon_0 \varepsilon (1 + \text{cth}(qd))}}, \quad (2)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость барьерного слоя между графеном и экранирующим электродом, ε_0 – электрическая постоянная, и волновое число плазмона $q \propto \pi / l_2$ квантуется с размером графеновой полоски.

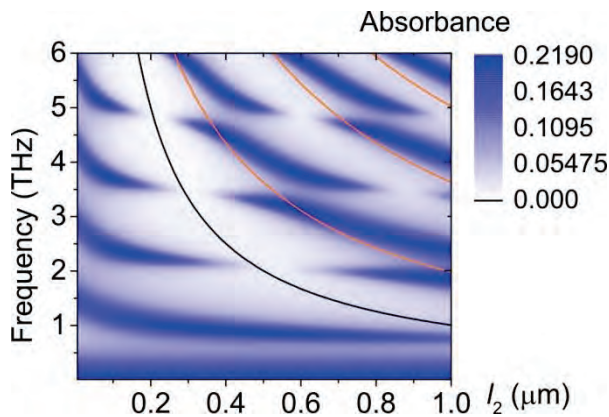


Рис. 1. Спектры коэффициента поглощения в периодической графеновой структуре в зависимости от ширины графеновой полоски l_2 . Оранжевые кривые показывают положение плазмонных резонансов, вычисленное по формуле (2). Черная кривая показывает длину пробега электрона за период ТГц волны

Диффузионные резонансы возникают из-за периодического накопления заряда на краю графеновой полоски (рис. 2) за счет действия ТГц электрического поля волны и диффузии электронов в направлении противоположного края графеновой полоски за счет возникшего градиента давления. Независимо от плазмонов диффузионные резонансы могут возбуждаться в структурах с графеновыми полосками шириной меньше, чем длина пробега электрона за период ТГц волны $l_2 < 2\pi v_F / \omega$ (рис.1). На частотах возбуждения плазмонов в графене диффузионный транспорт приводит к гибридизации плазмонов.

Выяснено, что учет пространственной дисперсии в проводимости графена приводит к возможности

возбуждения новых типов резонансов в периодической графеновой структуре в ТГц частотном диапазоне. Диффузионные ТГц резонансы могут возбуждаться в структурах с геометрическими параметрами графеновых полосок, характерными для возбуждения ТГц плазмонных резонансов. Найденные диффузионные резонансы должны наблюдаться в различных графеновых структурах в гидродинамическом режиме при наличии сильной пространственной неоднородности графена.

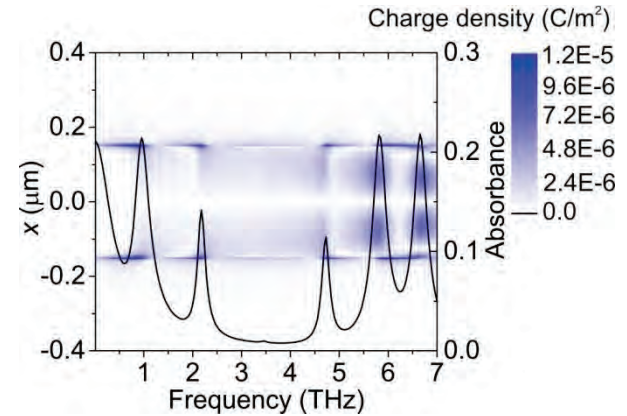


Рис. 2. Спектр пространственного распределения модуля осциллирующей плотности заряда в элементарной ячейке графеновой структуры в плоскости графена (полоска графена расположена при $|x| < 150$ nm). Спектр коэффициента поглощения показан черной кривой

Работа поддержана Российским научным фондом грант № 18-79-10041.

Литература

1. D.A. Bandurin, I. Torre, R.K. Kumar *et al.* // *Science*, V. 351, 1055 (2016).
2. R. Krishna Kumar, D. Bandurin, F. Pellegrino, *et al.* // *Nat. Phys.*, V. 13, 1182 (2017).
3. D. Svintsov // *Phys. Rev. B*, V. 97, 121405(R) (2018).
4. D. Svintsov // *Phys. Rev. B*, V. 100, 195428 (2019).
5. D. Svintsov *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 111, 083715 (2012).
6. D.V. Fateev *et al.* // *Phys. Rev. Applied*, V. 11, 064002 (2019).

Реакция мемристоров на основе плёнок SiO_2 на внешний белый гауссовский шум

Д.О. Филатов¹, О.В. Табаков¹, А.С. Новиков¹, Г.Л. Кассин¹, А.И. Белов¹,
И.Н. Антонов¹, В.В. Шарков¹, Е.В. Окулич¹, М.Н. Коряжкина^{1, 2, *}, А.Н. Михайлов¹,
О.Н. Горшков¹, А.А. Дубков¹, В. Spagnolo^{1, 2}

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² University of Palermo, Viale delle Scienze, Edificio 18, Palermo, (Italy), I-90128.

* mahavenok@mail.ru

Исследована реакция мемристоров на основе плёнок SiO_2 на внешний белый гауссовский шум. Полученные экспериментальные результаты показывают, что индуцированные шумом переходы носят характер переходной бимодальности, а стационарное состояние мемристора соответствует моностабильному энергетическому профилю.

Разработка нового типа компьютерной энергонезависимой памяти – резистивной памяти с произвольным доступом и ее ключевых элементов – мемристоров (мемристивных структур) – является одной из наиболее актуальных научно-технических проблем современных информационных технологий. Функционирование мемристоров основано на эффекте резистивного переключения (РП): переключение из состояния с высоким сопротивлением (СВС) в состояние с низким сопротивлением (СНС) и обратно. Современное понимание механизмов РП основано главным образом на концепции проводящих филаментов, возникающих внутри функционального диэлектрика под действием электрического поля, приложенного к электродам структуры. Переключение мемристора достигается путем разрыва/восстановления филамента импульсом напряжения соответствующей полярности. Следует подчеркнуть, что РП является стохастическим процессом. Это связано с тем, что разрыв/восстановление филаментов в оксидах происходит вблизи границы раздела филамента с одним из электродов в небольшом объеме, и в нём принимает ограниченное количество атомов (вакансий), что приводит к изменению токонесущей способности филамента каждый цикл РП. Поэтому мемристор можно рассматривать как мультстабильную нелинейную систему, поведение которой можно описать с помощью методов статистической физики. Ранее авторами настоящей работы было продемонстрировано индуцированное внешним белым гауссовским шумом (БГШ) переключение мемристора на основе $\text{ZrO}_2(\text{Y})/\text{Ta}_2\text{O}_5$ между СВС и СНС в режиме случайного телеграфного сигнала [1]. Авторами [1] также отмечено, что конечное состояние мемристора представлено простым эффектив-

ным потенциалом с одной потенциальной ямой. В настоящей работе приведены результаты аналогичных исследований поведения мемристоров на основе плёнок SiO_2 , в которых механизмы формирования кислородных вакансий и их перемещения под действием электрического поля существенно отличаются от таковых в $\text{ZrO}_2(\text{Y})$ и Ta_2O_5 . Такое сравнение позволит выявить различия в поведении мемристоров на основе разных оксидных материалов, а также выявить общие закономерности, характеризующие мемристор как мультстабильную стохастическую систему безотносительно особенностей материала.

Методика эксперимента

Подробную информацию о процедуре изготовления и электрофизических характеристиках исследованных в настоящей работе мемристивных структур Au (40 нм)/ Zr (8 нм)/ SiO_2 (40 нм)/ TiN (25 нм)/ Ti (25 нм)/ SiO_2 (500 нм)/ Si можно найти в [2]. Подробное описание методики эксперимента, результаты которого представлены в настоящей работе, можно найти в [1]. Внешний шумовой сигнал, имитирующий БГШ, генерировался с использованием генератора псевдослучайных чисел [3] и характеризовался стандартным отклонением напряжения (σ_V). К данным внешнего БГШ добавлялось постоянное напряжение смещения (V_{offset}) различной величины. Выходной сигнал реакции мемристора на БГШ снимался с нагрузочного резистора ($R_n = 100$ Ом). Измеренная осциллограмма напряжения пересчитывалась в осциллограмму силы тока, протекающего через мемристор, $I(t) = V(t)/R_n$. Состояние мемристора в данный момент времени t характеризовалось эффективным сопротивлением $R(t) =$

$\sigma_V/\sigma_I(t)$, где $\sigma_I(t)$ – стандартное отклонение экспериментально полученного тока.

Результаты и обсуждение

Обнаружено, что сопротивление мемристора под действием внешнего БГШ со временем изменяется. Это может наблюдаться как на малых (от миллисекунд до долей секунд), так и на больших временных интервалах (порядка нескольких часов). На рисунке 1а и б показаны осциллограммы тока и сопротивления мемристора при воздействии БГШ с $V_{offset} = 1.6$ В и $\sigma_V = 0.4$ В. Мемристор хаотично переключался между СВС и СНС, при этом среднее значение его сопротивления со временем увеличивалось. На рисунке 1в показана эволюция вероятностного распределения сопротивлений

мемристора. Такое поведение позволяет предположить, что со временем система переходит к мономодальному распределению (кривая 4 на рисунке 1в), которое соответствует моностабильному энергетическому профилю системы.

Важно отметить, что в процессе эволюции (рисунок 1в) наблюдалось каким образом исходное мономодальное распределение (кривая 1), соответствующее начальному состоянию системы, переходило в бимодальное (кривые 2 и 3), а затем уже превращалось в новое мономодальное (кривая 4), которое становилось стабильным во времени. Такого рода явления наблюдались ранее для других физических систем и получили название переходной бимодальности (например, [4]).

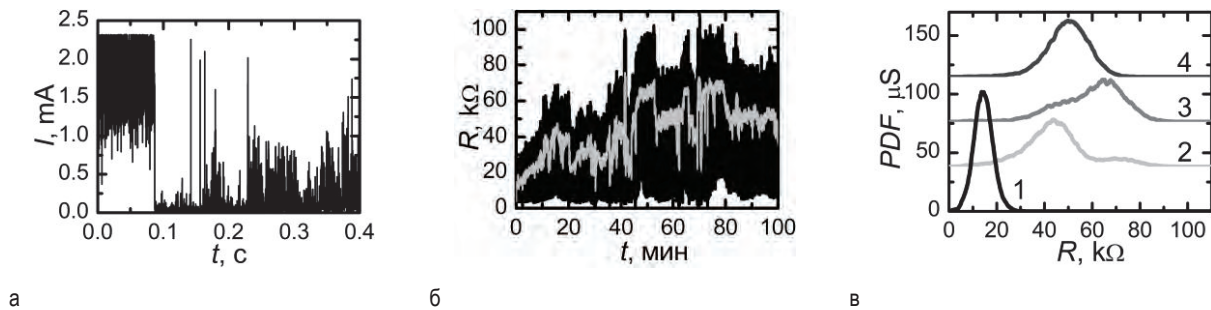


Рис. 1. (а) Осциллограмма тока, протекающего через мемристор под действием БГШ с $V_{offset} = 1.6$ В и $\sigma_V = 0.4$ В, в момент времени 0 – 0.4 с. (б) Осциллограмма сопротивления (чёрным) и его среднего значения (серым) мемристора при воздействии БГШ с $V_{offset} = 1.6$ В и $\sigma_V = 0.4$ В. (в) Полученные в различных временных интервалах вероятностные распределения сопротивлений: 0 – 3 мин (1), 39 – 42 мин (2), 51 – 54 мин (3) и 96 – 101 мин (4)

Полученные экспериментальные результаты дают основание предположить, что исследуемые мемристоривные структуры не являются мультистабильными в стационарном состоянии. Однако могут возникать состояния в процессе перехода из одного состояния в другое, которые носят характер переходной бимодальности, свойственной для переходных процессов в некоторых нелинейных моностабильных системах, находящихся под воздействием флуктуаций. Время перехода из начального состояния в стационарное зависит от величины V_{offset} и интенсивности флуктуаций и может достигать нескольких часов. Следует отметить, что в результате сравнения поведения мемристоров на основе $ZrO_2(Y)/Ta_2O_5$ и SiO_2 принципиальных различий не обнаружено. Это свидетельствует, что закономерности поведения мемристоров под действием внешнего шумового сигнала характеризуют фундаментальные свойства мемристора как мультиста-

бильной стохастической системы безотносительно материала функционального диэлектрика.

Исследование было поддержано Правительством Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330 (2)) и Министерством образования, университетов и научных исследований Италии.

Литература

1. D.O. Filatov, D.V. Vrzheschch, O.V. Tabakov *et al.* // J. Stat. Mech., V. 2019, 124026 (2019).
2. A.N. Mikhaylov, A.I. Belov, D.V. Guseinov *et al.* // Mat. Sci. Eng. B., V. 194, 48 (2015).
3. A.A. Andronov, A.V. Belyakov, V.A. Guryev *et al.* // Proc. II Workshop NATO SfP 973799 Semiconductors, 38 (2002).
4. P. Calderoni, A. Pellegrinotti, E. Presutti *et al.* // J. Stat. Phys, V. 55, 523 (1989).

Расчет матриц рассеяния плазмонных метаповерхностей в дипольном приближении

И.М. Фрадкин^{1,*}, С.А. Дьяков¹, Н.А. Гиппиус¹

¹ Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143025.

² Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701.

*Ilia.Fradkin@skoltech.ru

Метаповерхности состоящие из маленьких, субволновых частиц часто используются для управления светом. Однако, численный расчет характеристик таких структур стандартными методами как правило неэффективен и требует больших вычислительных ресурсов и времени. В этой работе демонстрируется применения метода расчета матрицы рассеяния решетки дипольных частиц с базисом на примере вычисления спектров плазмонной решетки.

Метаповерхности состоящие из решеток субволновых наночастиц очень удобны для проектирования структур с желаемыми свойствами. Действительно, маленькие по сравнению с длиной волны частицы обладают прежде всего дипольным откликом, который позволяет легко и качественно понять физическую природу эффектов, наблюдаемых в таких структурах. В то же время, выбор диэлектрических или плазмонных частиц, подбор их формы и подстройка резонансов дает дополнительные возможности в задании оптических свойств, необходимых для получения нужных решеточных эффектов. Метаповерхности такого рода уже были успешно реализованы для усиленной эмиссии света [1], демонстрации решеточного плазмонного резонанса [2], реализации биосенсоров [3] и многого другого.

Однако, маленькие частицы, особенно плазмонные, вызывают высокие градиенты электромагнитного поля. Это сильно усложняет их численное рассмотрение средствами Фурье-модального метода (ФММ), который является наиболее удобным подходом для рассмотрения периодических структур. Проблема состоит в том, что ФММ основан на преобразовании Фурье световых полей и требует учитывать слишком много пространственных гармоник для описания маленьких включений, что делает его неэффективным для их рассмотрения. Несколько специальных подходов частично решают эту проблему. Правила факторизации Ли [4] помогают решить проблему, связанную с разрывами полей на границе между разными материалами, метод адаптивного пространственного разрешения [5] улучшает скорость сходимости для разномасштабных задач и частиц не прямоугольной формы. Однако, для самых маленьких частиц наибо-

лее естественным и быстрым является предложенный нами в недавней статье [6] подход, основанный на рассмотрении решеток в дипольном приближении. В той работе мы рассматривали только простые решетки, но довольно очевидно, что решетки с несколькими частицами в ячейке позволяют наблюдать широкий спектр физических эффектов. Несколько дипольных частиц в ячейке могут приводить уже не только к дипольным, но и более сложным эффектам, сильным киральным эффектам и многому другому.

В этой работе, мы расширяем наш метод, основанный на комбинации метода связанных диполей и ФММ для рассмотрения решеток с базисом. Мы предлагаем концепцию обобщенного тензора эффективной диэлектрической проницаемости для нескольких частиц. Мы рассматриваем несколько примеров, в которых проявляются наиболее яркие свойства дипольных решеток с базисом. Расчеты нашим методом позволяют быстро рассчитать их спектры и изучить характерные эффекты.

В качестве примера мы можем рассмотреть решетку с базисом из перпендикулярных плазмонных наностержней смещенных друг относительно друга. Будучи помещенной на поверхность волновода такая структура способна связывать падающее на нее излучение левой или правой поляризации с волноводными модами, распространяющимися влево или вправо соответственно. Таким образом, она может использоваться для эффективного разделения циркулярных поляризаций. В то же время, детальный расчет спектров такой решетки на волноводе в зависимости от угла падения другими методами крайне затруднителен.

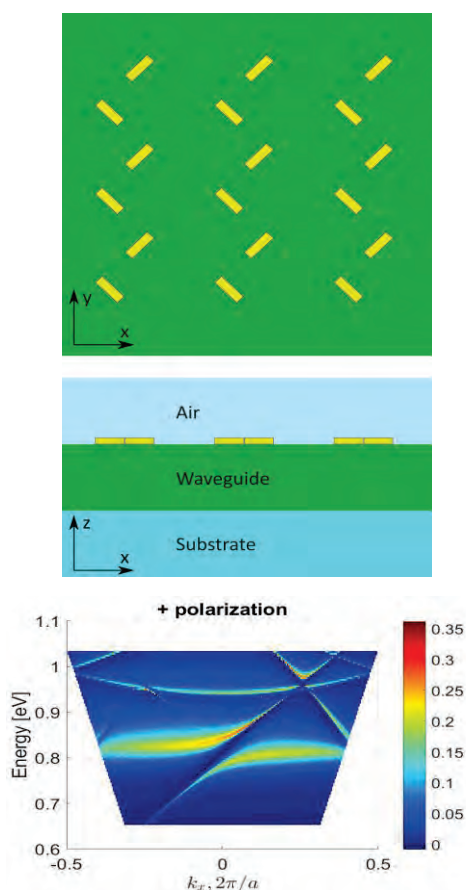


Рис. 1. Схема плазмонной решетки на волноводе и спектр ее поглощения для право-поляризованного света

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 18-29-20032.

Литература

1. R. Guo, S. Derom, A. I. Väkeväinen, R. J. A. van Dijk-Moes, P. Liljeroth, D. Vanmaekelbergh, and P. Törmä, *Opt. Express* 23, 28206 (2015).
2. R. Guo, T. K. Hakala, and P. Torma, *Physical Review B* 95, 155423 (2017).
3. Y. Shen, J. Zhou, T. Liu, Y. Tao, R. Jiang, M. Liu, G. Xiao, J. Zhu, Z.-K. Zhou, X. Wang, C. Jin, and J. Wang, *Nat. Commun.* 4, 2381 (2013).
4. L. Li, *JOSA A* 14, 2758 (1997).
5. T. Weiss, G. Granet, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen, *Opt. Express* 17, 8051 (2009).
6. I. M. Fradkin, S. A. Dyakov, and N. A. Gippius, *Physical Review B* 99, 075310 (2019).

Коллективное движение волны зарядовой плотности, управляемое эффектом Холла

А.В. Фролов¹, А.П. Орлов¹, А.А. Синченко^{1,2,*}, П. Монсо³

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

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, 1, Москва, 119991.

³ Universite Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut Neel, 38042 Grenoble.

*sinchenko@cplire.ru

В наноструктурах на основе NbSe₃ реализован режим коллективного движения волны зарядовой плотности (ВЗП) под действием электрического поля Холла. Показано, что в данной экспериментальной геометрии проводимость ВЗП оказывается более чем на порядок выше, по сравнению с обычной геометрией, в которой инициация скольжения ВЗП осуществляется за счет падения напряжения при пропускании тока нормальных носителей, не сконденсированных в состояние с ВЗП. Измерены транспортные свойства ВЗП в сверхкоротких (субмикронного масштаба) образцах NbSe₃, в том числе при низких температурах, где в обычной геометрии реализация скольжения ВЗП наблюдать не удается.

Введение

Коллективное движение (скольжение) волн зарядовой плотности (ВЗП) в квази-одномерных соединениях проявляется в резком возрастании проводимости в электрических полях, превышающих некоторое пороговое поле $E > E_c$, определяемое пиннингом [1]. В обычной геометрии проникновение электрического поля обеспечивается приложением внешнего напряжения, которое сопровождается током нормальных носителей, которые не конденсированы в состояние с ВЗП. В результате, эффект скольжения возникает при больших значениях нормального тока, протекающего в том же направлении, приводящему как к эффектам трения ВЗП, так и к существенному джоулеву разогреву. В настоящей работе данная проблема решена использованием оригинальной геометрии образцов, позволяющей инициировать скольжение ВЗП электрическим полем Холла при полном отсутствии тока нормальных носителей.

Результаты и обсуждение

NbSe₃ является каноническим соединением с ВЗП и демонстрирует два несоизмеримых пайерлсовских перехода с при температурах $T_{p1} = 144$ К и $T_{p2} = 59$ К. Монокристаллы NbSe₃ имеют форму тонких полосок, что делает их удобными для формирования планарных структур различного типа.

На основе тонких, толщиной менее 1 мкм, монокристаллов NbSe₃ методом травления фокусированным ионным пучком были приготовлены структуры в виде мостиков, ориентированных перпендикулярно цепочкам ВЗП, длиной 10-30 мкм и шири-

ной 0.2-6.0 мкм. При низких температурах и в перпендикулярном магнитном поле в таких образцах наблюдалась сильная пороговая нелинейность [2]. Выше некоторого порогового значения тока проводимость микромостиков резко уменьшается почти на порядок. Данный нелинейный режим сопровождается генерацией когерентного высокочастотного электромагнитного излучения, проявляющегося на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) структур при одновременном наложении постоянного и переменного высокочастотного электрических полей в виде токовых ступеней Шапиро, эквидистантных по напряжению, также как и при нестационарном эффекте Джозефсона в сверхпроводниках.

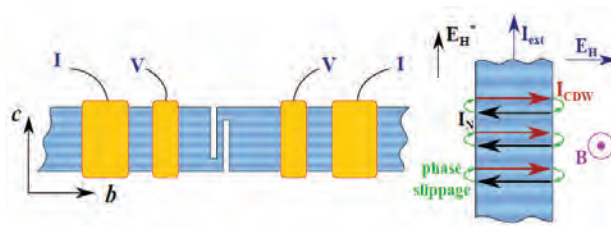


Рис. 1. Схема структуры с распределением токов и напряжений

При пропускании тока в такой структуре в магнитном поле ВЗП может приводиться в состояние движения электрическим полем Холла, E_H , ориентированным строго вдоль цепочек ВЗП, в результате ортогональности приложенного нормального тока и магнитного поля (рис. 1). Поскольку цепь разомкнута вдоль цепочек, коллективный ток ВЗП, возникающий при условии $E_H > E_c$, должен быть компенсирован протivotоком нормальных носителей. Петля нулевой суммы этих двух токов замыка-

ется на краях образца преобразованием тока ВЗП в ток нормальных носителей и наоборот путем периодических процессов проскальзывания фазы, приводящими к спонтанным когерентным колебаниям. Появление нормального прототока порождает вторичное холловское электрическое поле, теперь уже в направлении вдоль мостика. В результате, возникает дополнительное падение напряжение, V_H^* , определяемое током ВЗП, которое и измеряется в эксперименте. В этой конфигурации вольт-амперная характеристика измеряется без контактов и воспринимается как зеркальный эффект: ток определяет электрическое поле вдоль цепочек, а напряжение V_H^* определяет ток ВЗП. Данные величины могут быть точно вычислены, если известны геометрия образцов и постоянная Холла. Существенным фактом является то, что скольжение ВЗП начинается при полном отсутствии тока нормальных носителей.

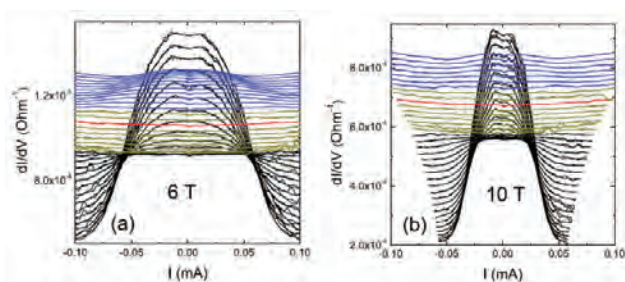


Рис. 1. Температурная эволюция дифференциальных ВАХ, $dI/dV(I)$, структур $NbSe_3$ в диапазоне 10–45 К (снизу вверх) в магнитном поле B : 6 Т (а) и 10 Т (б). Расстояние между соседними кривыми: $\Delta T = 1$ К. Красная кривая соответствует температуре смены знака основного типа носителей. Желтые кривые соответствуют температурному диапазону, в котором электрическое поле Холла меньше порогового поля для скольжения ВЗП. Черные и синие кривые соответствуют температурным областям, где скольжение ВЗП под действием эффекта Холла оказывается возможным

Проведены детальные измерения ВАХ структур в фиксированном магнитном поле в температурном интервале 4.2–50 К [3]. Показано, что с повышением температуры эффект пороговой нелинейности монотонно уменьшается по амплитуде и полностью пропадает при $T > 35$ К при $B=18$ Т, как это наблюдалось в работе [2]. Однако, при дальнейшем повышении температуры эффект появляется вновь и наблюдается вплоть до температур, близких к температуре второго пайерлсовского перехода (59 К). При уменьшении магнитного поля температурный интервал отсутствия эффекта смещался в область более низких температур (рис. 2). Такое поведение объясняется особенностью эффекта Холла в $NbSe_3$

[4]. Постоянная Холла в данном соединении меняет знак при определенных значениях температуры и магнитного поля, проходя через нулевое значение. В данной точке электрическое поле Холла в точности равно нулю, а, следовательно, и скольжение ВЗП также будет отсутствовать не только в этой точке, но и в некоторой области вблизи нее (желтые кривые на рис. 2), где поле Холла будет меньше порогового поля скольжения ВЗП. Таким образом, получено прямое доказательство, что данный эффект является эффектом скольжения ВЗП именно под действием электрического поля Холла, порождаемого нормальным током в направлении поперек цепочек.

Данная экспериментальная геометрия позволяет бесконтактным методом измерять ВАХ сверхкоротких образцов проводников с ВЗП. В настоящей работе скольжение ВЗП наблюдалось в образцах $NbSe_3$ длиной, до 200 нм. Коллективный транспорт ВЗП в такой геометрии во многих аспектах отличается от скольжения ВЗП в обычной геометрии под действием приложенного внешнего напряжения. Так, проводимость ВЗП более чем на порядок превосходит проводимость ВЗП в обычной геометрии и резко возрастает при понижении температуры. Как результат, ток ВЗП более чем на два порядка превышает транспортный ток, пропускаемый через структуру и порождающий движение ВЗП.

Обнаружен необычный размерный эффект: в узких, шириной менее 3 мкм, микромостиках, наблюдается сильная зависимость порогового электрического поля инициации движения ВЗП от магнитного поля, и полностью отсутствует в структурах с шириной более 3.5 мкм. Отметим, что в обычной геометрии влияние магнитного поля на пороговое электрическое поле отсутствует полностью [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 18-02-00295.

Литература

1. P. Monceau // *Advances in Physics*, 61, 325 (2012).
2. Andrey P. Orlov et al. // *npj Quantum Materials* 61 (2017).
3. A. V. Frolov, A. P. Orlov, A. A. Sinchenko and P. Monceau // *Physical Review B*, 100, 245126 (2019)
4. A. A. Sinchenko, R. V. Chernikov, A. A. Ivanov, et al. // *J. Phys. Condens. Matter*. **21**, 435601 (2009).

Влияние одностороннего и двустороннего дельта-легирования на электрофизические параметры гетероструктур InGaAs/GaAs

С.В. Хазанова^{1, *}, О.Л. Голиков¹, Н.Н. Григорьева¹, В.Е. Дегтярев¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона были получены CV-характеристики в структурах на основе In_xGa_{1-x}As/GaAs, содержащих КЯ и дельта-легированные слои. Исследованы гетероструктуры как с односторонним, так и с двусторонним легированием. Из анализа CV-характеристик были получены профили наблюдаемой концентрации, выявлены особенности поведения CV характеристик и профилей наблюдаемой концентрации в зависимости от концентрации легирующей примеси, взаимного расположения КЯ и дельта-слоя, соотношения степени легирования дельта-слоев.

Введение

Структуры на основе полупроводников типа АПВВ являются одним из наиболее актуальных и прогрессивных направлений в современной электронике. Высокая подвижность, связанная с относительно малой эффективной массой электрона в таких материалах, позволяет создать быстродействующие приборы и открывает широкие возможности для использования таких структур в сфере СВЧ электроники. При этом встраивание дельта-легированных слоев вблизи квантовых ям (КЯ) позволяет существенно повысить концентрацию и подвижность носителей [1]. Поскольку диагностика и проектирование таких структур - сложный и дорогостоящий процесс, актуальной задачей является создание неразрушающих методов контроля выращиваемых структур. Одним из таких способов является построение вольт-фарадных характеристик и профилей наблюдаемой концентрации. Одновременно с этим методика численного моделирования позволяет с хорошей точностью провести анализ зависимости электрофизических характеристик от параметров выращенной структуры.

Метод расчёта

Данные расчёты проводятся путем решения стационарного одномерного одноэлектронного уравнения Шредингера согласованного с уравнением Пуассона в приближении эффективной массы. Форма эффективного потенциала $V(z)$ является функцией напряжения смещения U , приложенного к одному из контактов структуры при помощи граничных условий Дирихле на электростатический

потенциал. Дифференцированием емкостных зависимостей получены эффективные профили концентрации электронов в зависимости от координаты вдоль структуры.

Результаты работы и выводы

Наличие в гетероструктуре квантово-размерных слоёв приводит к возникновению ступеньки. Однако, наличие δ – легированных слоёв на малых (5-7 нм) расстояниях от КЯ не всегда приводит к проявлению самого δ – легированного слоя на CV-характеристике и профиле наблюдаемой концентрации.

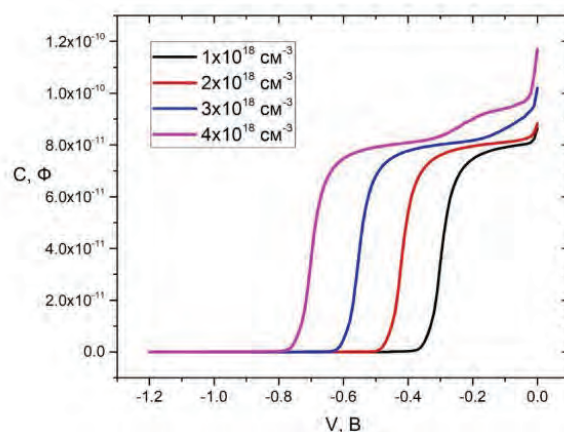


Рис. 1. Полученные моделированием вольт-фарадные характеристики структур InGaAs/GaAs, содержащих КЯ и δ -слой различной степени легирования

В таких случаях δ – легированный слой начинает проявлять себя на профиле наблюдаемой концентрации лишь с определённого значения степени легирования.

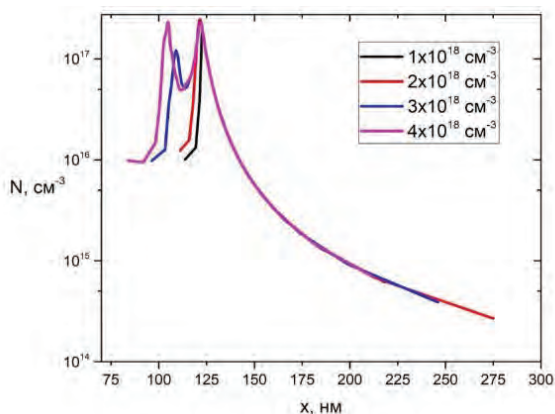


Рис. 2. Профили наблюдаемой концентрации, полученные моделированием, при различной степени легирования δ -слоя

При этом рост пика наблюдаемой концентрации также происходит с ростом расстояния между дельта-слоем и КЯ.

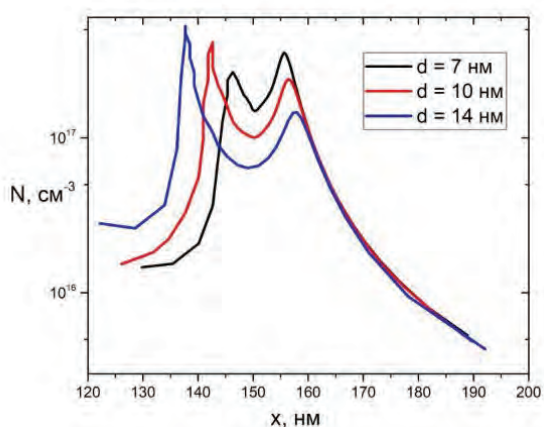


Рис. 3. Профили наблюдаемой концентрации, полученные моделированием, при различном расстоянии между δ -легированным слоем и КЯ

Наличие двустороннего δ – легирования при расчётах приводит к ожидаемому появлению ещё одной ступени на CV-характеристике. Однако расчёт профилей наблюдаемой концентрации показывает, что пики наблюдаемой концентрации имеют дополнительные особенности.

Положение третьего пика менее определено, к тому же он становится сильно размытым. Подобный результат приближенно можно объяснить влиянием барьерной области и требует дополнительных исследований.

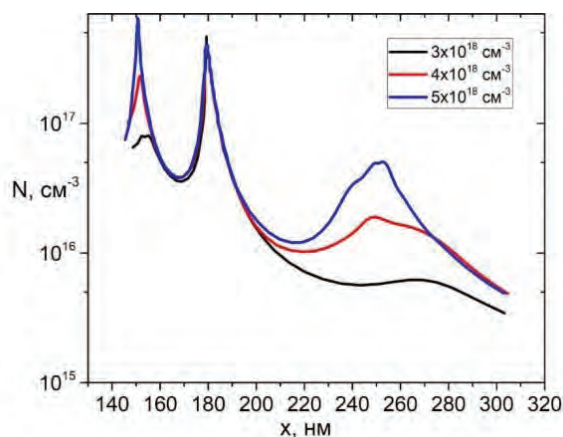


Рис. 4. Полученные моделированием вольт-фарадные характеристики структур InGaAs/GaAsc двусторонним δ -легированием

Таким образом, данная методика даёт возможность подробно проанализировать влияние различных технологических параметров на электрофизические характеристики структур, а также определить пороговые значения степени легирования, при которых влияние становится заметным.

Выводы

1. Наличие δ – слоя не всегда приводит к явному проявлению себя на CV-характеристиках и профилях наблюдаемой концентрации. Численное моделирование позволяет определить значение степени δ – легирования, с которого δ – слой становится заметным.
2. Рост пика наблюдаемой концентрации происходит не только с увеличением степени дельта-легирования, но и с ростом расстояния между дельта-слоем и КЯ.
3. Наличие двустороннего δ – легирования приводит к смещению и размытию пика наблюдаемой концентрации, соответствующего правому δ – слою. Несмотря на это, из полученных результатов можно сказать, что положение и размытость данного пика позволяет так или иначе связать его со степенью δ – легирования и положением δ – слоя справа от КЯ.

Литература

1. И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров. и др, ФТП, (42), 9 (2008).

Расчет транспортных характеристик асимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных гетероструктур на основе АЗВ5

С.В. Хазанова, Н.Н. Григорьева, В.Е. Дегтярев, О.Л. Голиков

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950
khazanova@phys.unn.ru, grigorieva_nn_27@mail.ru

В данной работе моделируется процесс переноса носителей заряда в многобарьерных гетероструктурах InGaAs/GaAs. Численно рассчитаны коэффициенты прозрачности асимметричных двух- и трехбарьерных резонансно-туннельных гетероструктур, а также основанные на них вольт-амперные характеристики данных структур. Подобная методика может быть использована при создании приборов микро- и наноэлектроники с требуемыми характеристиками.

Введение

Известно, что эффект резонансного туннелирования в двухбарьерной наноструктуре приводит к появлению участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) туннельного диода, что делает его привлекательным для создания усилителей и генераторов. Одним из показателей качества данной структуры является отношение максимального тока к току в долине на участке ОДП ВАХ.

При этом квантово-размерные резонансно-туннельные структуры с несколькими квантовыми ямами, в частности, трехбарьерные структуры являются еще более перспективными для создания резонансно-туннельных приборов с точки зрения повышения частоты генерации в область терагерцевых частот.

Существуют данные, что варьируя параметры КЯ и барьеров асимметричной квантово-размерной структуры можно менять как отношение токов в максимуме и долине, так и величину пикового тока [1].

Методика расчета

В данной работе проводится исследование транспортных электрофизических свойств структур, содержащих две туннельно-связанные КЯ, разделенные тонкими барьерами. Моделирование ВАХ гетероструктур InGaAs/GaAs осуществляется в несколько этапов. Для начала, при помощи решения уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями рассчитывается коэффициент прохождения (рисунок 1).

Затем рассматривается поведение структуры при приложении к ней внешнего электрического поля и,

используя рассчитанный коэффициент прохождения строится ВАХ. Выражение для зависимости плотности тока дается следующим выражением:

$$I = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int_0^\infty dk_x dk_y \int_0^\infty dk_z T(E_z) [G(\varepsilon) - G(\varepsilon')] \frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z} \quad (1)$$

где $T(E_z)$ – коэффициент прозрачности, $G(\varepsilon)$ – вероятность заполнения для электронов в области эмиттера (которая при равновесных условиях является функцией распределения Ферми-Дирака), $G(\varepsilon')$ – аналогичная вероятность заполнения в области коллектора.

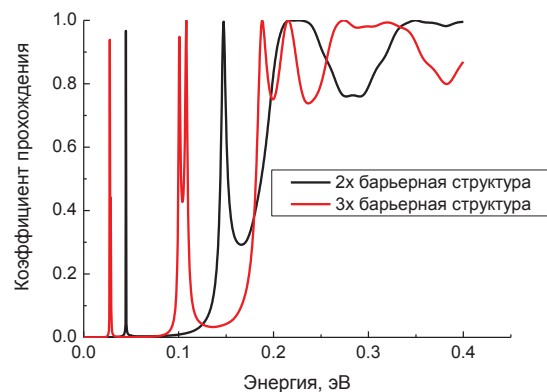


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения для двух- и трехбарьерной структуры

В работе исследуется влияние изменения ширины барьеров и КЯ на вероятности туннелирования носителей и, как следствие, крутизну ВАХ (рисунок 1).

Проводится анализ транспортных характеристик резонансно-туннельных структур.

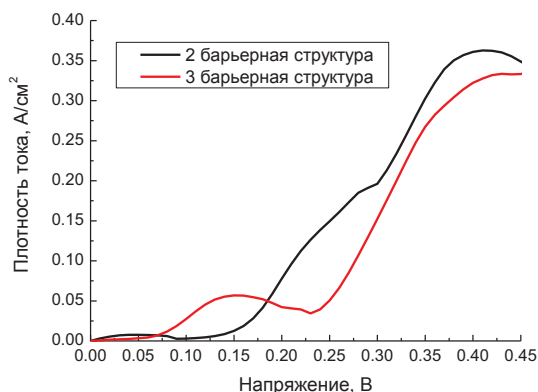


Рис. 2. Зависимость ВАХ для двух- и трехбарьерной структуры

На рисунке 2 показано сравнение результатов моделирования зависимости ВАХ для двух- и трехбарьерной структуры. Нарастание плотности тока с напряжением более выражено для трехбарьерной структуры.

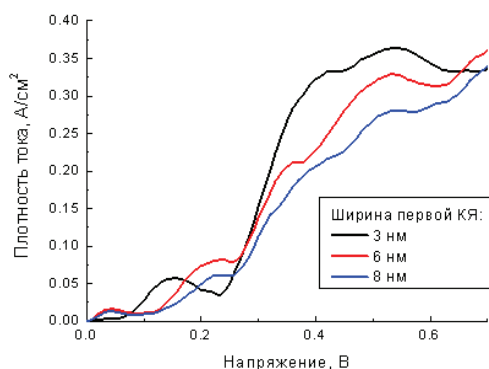


Рис. 3. Сравнение ВАХ при изменении ширины одной из КЯ

Заключение

Проделанные расчеты показали, что величина КЯ и барьеров определенным образом влияет на крутизну ВАХ. В частности, увеличение ширины одной из КЯ приводит к спаду плотности тока. Если говорить о сравнении двух- и трехбарьерной структуры, на различных участках ВАХ выигрыш в величине плотности тока периодически меняется. Варьируя исходные параметры гетероструктуры, возможно смещение ВАХ по напряжению. Результаты проделанных расчетов могут быть использованы при интерпретации физических процессов, происходящих в квантово-каскадных лазерах, принцип действия которых состоит в переносе заряда между подзонами размерного квантования, образующихся

На рисунке 3 отображены результаты расчетов ВАХ для трехбарьерной структуры с толщиной барьера 2 нм. Ширина одной из КЯ при моделировании была жестко зафиксирована и равна 3 нм. Ширина второй КЯ изменялась в пределах от 3 до 8 нм.

На рисунке 4 изображенные ВАХ строились для той же структуры, но, в отличие от предыдущего случая, менялась ширина обеих КЯ.

Можно видеть, что в случае синхронного изменения ширины КЯ управление ВАХ малоэффективно. Ассиметрия структуры дает больше возможностей в управлении электронными состояниями. В частности, на рисунке 3 отчетливо видно, что увеличение ширины одной из КЯ спрямляет участок отрицательного дифференциального сопротивления.

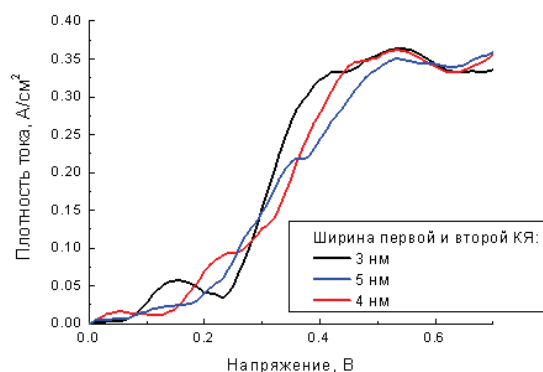


Рис. 4. Сравнение ВАХ при синхронном изменении ширины обеих КЯ

в многослойных полупроводниковых структурах [2].

Литература

1. А.А. Белоушкин, Ю.А. Ефимов, А.С. Игнатев, А.Л. Карузский, В.Н. Мурзин, А.В. Пересторонин, Г.К. Расулова, А.М. Цховребов, Е.Г. Чижевский // Физика и техника полупроводников, 1998, том 32, вып. 1.
2. Жуков А.Е. Многослойные гетероструктуры для квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона/ А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Р.Р. Резник // Физика и техника полупроводников, том 50, вып.5, - с.674.

Зависимость спектра пропускания графеновых сверхрешеток от степени периодичности структуры

С.В. Хазанова^{1,*}, В.В. Савельев¹, Н.Н. Григорьева¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

*khazanova@phys.unn.ru

В данной работе в качестве исследуемых структур рассматривается сверхрешетка бесщелевого графена с шириной полос порядка нескольких нанометров. Численно исследуется влияние числа, размера и характера распределения дефектов вдоль периодической структуры на коэффициент прохождения.

Введение

Известно, что в структурах с пониженной размерностью наблюдаются различные квантовые эффекты, такие как туннелирование, осцилляции проводимости в магнитном поле. Большой интерес в последнее время вызывает создание двумерных материалов [1]. В частности, графен – монослой атомов углерода, обладающий рядом уникальных свойств, перспективных для современной электроники. При этом, недостатком изолированного монослоя графена является отсутствие ширины запрещенной зоны, необходимой для управления приборов.

Создание ограниченных структур (полос или колец) из графена с различной геометрией приводит к возникновению энергетической щели [2], что делает возможным реализацию быстродействующих полупроводниковых приборов нового поколения на его основе. При этом, наличие неоднородностей, обусловленных примесью или потенциалом подложки, может приводить к изменению зазоров энергетического спектра. Таким образом, возникает возможность дополнительного управления характеристиками приборов на основе данных структур.

Метод расчёта

Известно, что энергетические состояния в графене описываются с помощью уравнения Дирака.

Решение уравнения Дирака

$$\hat{H} = v_F \vec{\sigma} \vec{p} + V(x) \hat{I}$$

можно представить в виде спиноров

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i\lambda x}, \psi_2(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{-i\lambda x}$$

В данной работе с помощью метода матрицы переноса для графена [3] численно рассчитывается коэффициент прозрачности. Введем матрицы, описывающие поведение волновой функции внутри барьера и на его границах:

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ se^{i\phi} & -se^{-i\phi} \end{pmatrix}, T(x) = \begin{pmatrix} e^{i\lambda x} & 1 \\ 1 & e^{-i\lambda x} \end{pmatrix}$$

Используя данные матрицы и получая результирующую матрицу переноса $M(x)$ [3], рассчитаем коэффициент прозрачности графеновой структуры с различной периодичностью.

Результаты работы и выводы

В начале рассматривалось падение электронных волн на периодическую структуру под большим углом (60°). В структуре с двумя барьерами существует область с низким коэффициентом прохождения, которая с увеличением числа барьеров становится более выражена и ведёт себя как запрещенная зона (рис. 1). Запрещенная зона также становится более выражена с увеличением ширины полосок с 2 до 4 нм (рис. 2).

Коэффициент прохождения для структуры с большим числом периодов и дефектом (удвоение барьера или ямы в середине структуры) приводит к наличию дополнительного пика внутри запрещенной зоны (рис. 3).

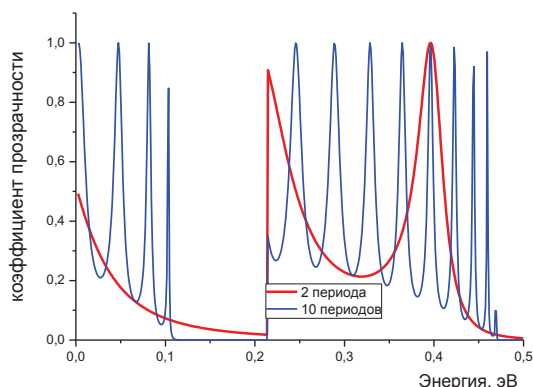


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения от энергии для структуры с размером полосок 2 нм

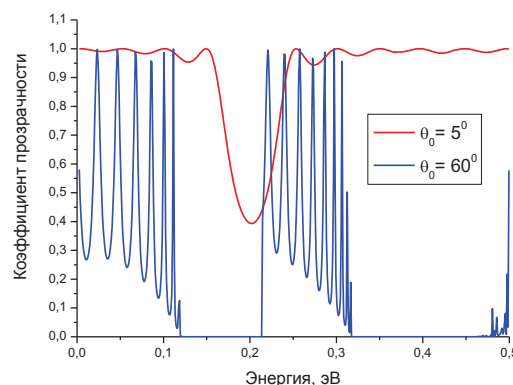


Рис. 4. Зависимость коэффициента прохождения от энергии для структур при малом и большом угле падения

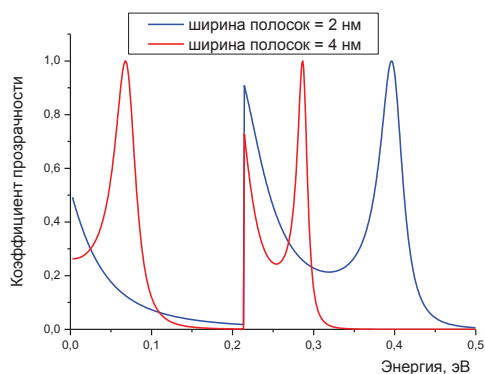


Рис. 2. Профили наблюдаемой концентрации, полученные моделированием, при различной степени легирования δ -слоя

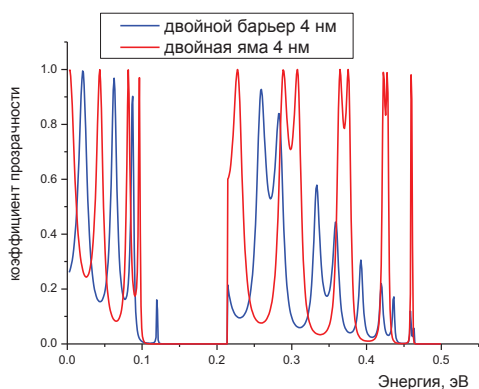


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения от энергии для структур с двойным барьером и двойной ямой

Уменьшение угла падения с 60° до 30° приводит к увеличению коэффициента прохождения (рис. 4).

Выводы

1. При увеличении числа барьеров становится более явно различима запрещённая зона шириной порядка 0.1 эВ
2. Запрещённая зона также становится более выражена с увеличением ширины полосок.
3. При наличии дефекта в виде двойного барьера, в отличие от наличия дефекта в виде двойной ямы, появляется дополнительный пик внутри запрещённой зоны. Таким образом, меняя характер дефекта, можно управлять появлением дополнительной моды в спектре пропускания.
4. Уменьшение угла падения приводит к увеличению коэффициента прохождения

Литература

1. Ferrari and other, Science and technology roadmap for graphene, related two-dimensional crystals, and hybrid systems, *Nanoscale*, (7), 4598–4810, (2015).
2. K. S. Novoselov, A. K. Geim and other, Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, *Nature (London)* 438, 197, (2005).
3. M. Barbier, P. Vasilopoulos and F. M. peters, Dirac electrons in a Kronig-Penney potential: Dispersion relation and transmission periodic in the strength of the barriers, *PHYSICAL REVIEW B* (80), 205415, (2009).

Спиновый резонанс в квантовой точке на базе топологического изолятора при учете непрерывного спектра

Д.В. Хомицкий*, Е.А. Лаврухина, Д.А. Кулаков, К.С. Кабаев

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

*khomitsky@phys.unn.ru

Исследуется динамика электронных состояний под действием периодического электрического поля, приложенного к квантовой точке, созданной на краю топологического изолятора магнитными барьерами. Рассматривается конфигурация с двумя дискретными уровнями и учитываются состояния непрерывного спектра над барьерами. Рассчитывается частота осцилляций Раби для различных амплитуд поля. Показано, что учёт непрерывного спектра приводит к затуханию населённости дискретных уровней со временем, что делает процессы перехода в континуум существенными.

Введение. Описание модели

Спиновый резонанс как пример переходов в двух-уровневой системе является одной из простейших моделей для описания некоторых операций кубита. Одним из кандидатов на роль среды для кубитов может являться топологический изолятор (ТИ) – структура, обладающая свойствами изолятора в объёме и имеющая хорошо проводящие состояния на краю [1]. Проблема создания кубитов на их базе в настоящее время всё ещё далека от разрешения, поскольку в ТИ сложно создавать компактные объекты вида квантовых точек (КТ), внутри которых могли бы реализоваться процессы квантовых вычислений. Также в реалистичных моделях с барьерами конечной высоты необходимо учитывать взаимодействие с состояниями континуума.

В данном докладе представлены исследования динамики состояний в одной из моделей КТ – одномерной яме ширины L , образованной магнитными барьерами на краю двумерного ТИ на базе структуры HgTe/CdTe. Схема КТ показана на рис.1(а). Такая модель КТ была предложена нами ранее в [2, 3]. Система помещена в периодическое электрическое поле $F(t)$, направленное вдоль КТ. Как показывают результаты нашей работы [4] для схожей по постановке задаче в полупроводниковой КТ, динамика населённостей и спина существенно меняется при учёте состояний непрерывного спектра, если он расположен рядом по шкале энергий и активно вовлекается в динамику. Это имеет место и для данной модели КТ. На рис1(б) показано расположение энергий дискретных уровней $E_{1,2}$ и состояний континуума E_{cont} относительно точки Дирака $E=0$. Гамильтониан задачи имеет вид

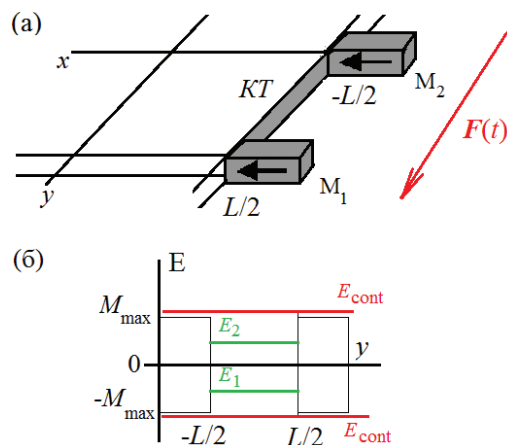


Рис. 1. (а) Схема квантовой точки, сформированной магнитными барьерами высоты $M_{1,2}$ и помещённой в переменное электрическое поле $F(t)$. (б) Расположение дискретных уровней $E_{1,2}$ и состояний континуума E_{cont}

$$H = H_0 + V(y, t). \quad (1)$$

В (1) гамильтониан H_0 состояний в КТ с барьерами высотой $M_{1,2}$ и ориентацией намагниченности $\theta_{1,2}$ записывается как [2,3]

$$H_0 = Ak_y \sigma_z - M_1 S(-L/2 - y) (\sigma_x \cos \theta_1 + \sigma_y \sin \theta_1) - M_2 S(y - L/2) (\sigma_x \cos \theta_2 + \sigma_y \sin \theta_2). \quad (2)$$

В (2) первое слагаемое, имеющими вид оператора спин-орбитального взаимодействия отвечает крайевым состояниям в ТИ, распространяющимся вдоль Oy [1], S есть ступенчатая функция, а L есть ширина КТ. Известно [3], что, помимо дискретных уровней, при энергиях $|E| > \max(M_1, M_2)$ у гамильтониана (2) существуют также состояния непрерывного спектра, в которые возможны переходы. Оператор

возмущения $V(y,t)$ описывает периодическое во времени электрическое поле с напряжённостью F и частотой ω , выбираемой из условия резонанса между дискретными уровнями E_1 и E_2 (рис.1(б)):

$$V(y,t) = |e| F y \sin \omega t. \quad (3)$$

Нами решается нестационарное уравнение Шрёдингера с гамильтонианом (1) для волновой функции, записываемой в базисе собственных функций ψ_n гамильтониана (2):

$$\Psi(y,t) = \sum_n C_n(t) \text{Exp}(-i E_n t / \hbar) \psi_n(y). \quad (4)$$

В (4) учитываются состояния как дискретной, так и непрерывной части спектра. Последняя моделируется численно как очень плотное множество дискретных уровней (до 2000 на 100 мэВ), с использованием циклических граничных условий $\psi(-d) = \psi(d)$ на удалённых стенках $d \gg L$. Полученная система дифференциальных уравнений для унитарной эволюции $\{C_n(t)\}$ решается численно.

Основные результаты

Выберем следующие параметры задачи: $A=360$ мэВ·нм [1], $L=40$ нм, $M_1=M_2=20$ мэВ, $\theta_1=\theta_2=0$. При этом в КТ формируется два дискретных уровня с энергиями $E_1=-9.62$ мэВ, $E_2=9.62$ мэВ [3], что определяет частоту в (3) $\omega=2.93 \cdot 10^{13}$ сек⁻¹ (период $T=0.21$ пс). Состояния с $|E|>20$ мэВ принадлежат континууму. На рис.2 показана динамика заселённости $|C_{1,2}|^2$ для (а) нижнего уровня E_1 и (б) верхнего уровня E_2 , для амплитуд электрического поля $F=0.2 \dots 0.5$ кВ/см. При $t=0$ занят уровень E_1 . Видны осцилляции Раби на временах порядка $20 \dots 40 T$ (4...8 пс), период которых уменьшается с ростом электрического поля, а амплитуда постепенно затухает вследствие наличия переходов в непрерывный спектр.

Из рис.2 можно сделать вывод, что уже в полях $0.2 \dots 0.4$ кВ/см реализуются переходы между дискретными уровнями на интервалах времени около $20 \dots 40 T$ (частота Раби $\Omega=(0.73 \dots 1.46) \cdot 10^{12}$ сек⁻¹). Это позволяет говорить об управлении населённостью дискретной части спектра на временах, существенно меньших характерных времён релаксации и декогерентности в рассматриваемом материале. При этом электрическое поле не должно быть

чрезмерно сильным, поскольку с ростом его амплитуды активизируются процессы перехода в непрерывную часть спектра, что будет мешать операциям с его дискретной, двухуровневой частью. Таким образом, разработанная модель позволяет определить оптимальные режимы переходов в системе на базе КТ в ТИ при учёте состояний континуума.

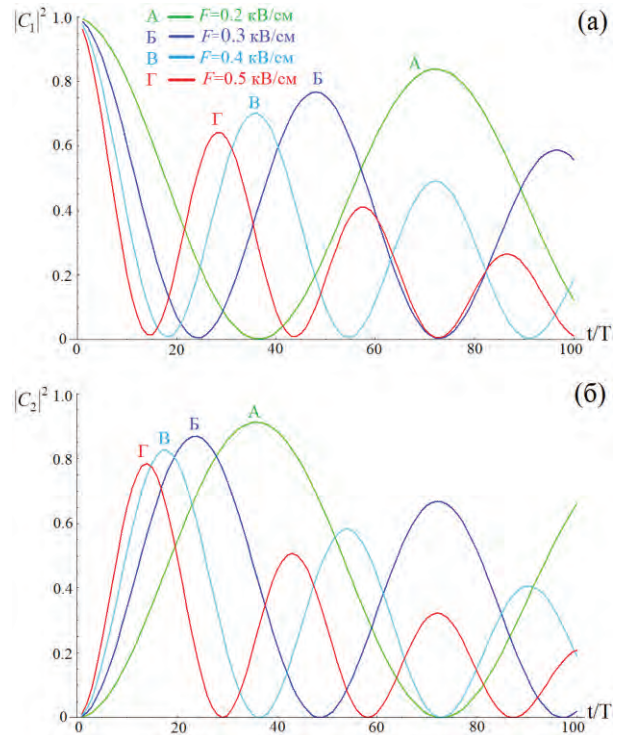


Рис. 2. Динамика заселённости дискретных уровней при спиновом резонансе для: (а) нижнего уровня E_1 и (б) верхнего уровня E_2 . Видны осцилляции Раби на временах порядка $20 \dots 40 T$ (4...8 пс), период которых уменьшается с ростом электрического поля, а амплитуда затухает вследствие переходов в непрерывный спектр

Литература

1. M.Z. Hasan and C.L. Kane // Rev. Mod. Phys., V. 82, 3045 (2010); X-L Qi and S-C Zhang // Rev. Mod. Phys. V. 83, 1057 (2011).
2. D.V. Khomitsky, A.A. Chubanov, A.A. Konakov // ЖЭТФ, т. 150, вып.6(12), с.1200 (2016).
3. Д.В. Хомицкий, А.А. Чубанов, Е.А. Лаврухина, Н. Нжийа // ФТП, т.51, вып.11, с.1557 (2017).
4. D.V. Khomitsky, E.A. Lavrukina, and E.Ya. Sherman // Phys. Rev. B, V. 99, 014308 (2019).

Фотодинамика распада возбужденных состояний в гибридных наноструктурах InP/InAsP/InP ННК с осаждёнными CdSe/ZnS КТ

А.И. Хребтов¹, А.С. Кулагина¹, В.В. Данилов², Е.С. Громова², А.П. Литвин³,
И.Д. Скурлов³, Р.Р. Резник^{1,3}, Г.Э. Цырлин^{1,3}

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И.Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский государственный университет путей сообщения императора Александра I, 191031 Санкт-Петербург, Россия

³Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия
khrebtovart@mail.ru

Приведены результаты исследований фотодинамики распада возбужденных состояний гибридной полупроводниковой наноструктуры, представляющей собой массив нитевидных нанокристаллов InP с нановставкой InAsP, пассивированных слоями коллоидных квантовых точек CdSe/ZnS. Возбуждение осуществлялось на длине волны 633 нм. Кинетика люминесценции исследовалась при двух температурах 80 К и 293 К. Установлено, что в синтезированной структуре имеется гетеропереход второго рода на границе между нановставкой InAsP и объемом InP. Наличие квазиленгмюровского слоя CdSe/ZnS на поверхности нитевидных нанокристаллов приводит к увеличению длительности излучательной рекомбинации нановставки и появлению её зависимости от температуры.

Введение

Ранее нами было установлено, что в гибридной структуре, представляющей собой массив нитевидных нанокристаллов (ННК) InP с нановставкой (НВ) InAsP, синтезированный методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(III), кинетика люминесценции НВ InAsP определяется процессами контактного тушения, безызлучательного резонансного переноса энергии и переносом возбуждения с радиальной квантовой ямы (КЯ) InAsP. Предметом изучения настоящей работы является исследование фотодинамики люминесценции такой гибридной наноструктуры InP/InAsP/InP с нанесённым квазиленгмюровским слоем коллоидных квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS.

Результаты и обсуждение

Средняя высота ННК InP составляла 4 мкм, а диаметр оказался неоднородным по высоте и составил 100 нм у основания и 30 нм на вершине ННК при их поверхностной плотности $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Преимущественная кристаллографическая фаза синтезированных ННК – вюрцитная [2]. Размеры InAsP вставки составили 60 нм в длину и 15 нм в ширину. Глубина залегания вставки в теле ННК составила 10 нм. На подложку с ННК наносился раствор коллоидных КТ в толуоле с концентрацией порядка 10^{-6} М . КТ представляли собой структуру с ядром (диаметра около 3 нм) CdSe, покрытым оболочкой

ZnS и лигандным слоем триоктилфосфина (ТОРО). В спектрах люминесценции исследуемой наноструктуры (рис. 1) максимум в области 1300-1400 нм принадлежит излучению нановставки InAsP со средним содержанием мышьяка 40%. Коротковолновая полоса в области 1100-1150 нм связана с люминесценцией радиальной квантовой ямы со средним содержанием 15-25% по мышьяку, образующейся при осаждении тонкого слоя InAsP на поверхность ННК во время роста НВ.

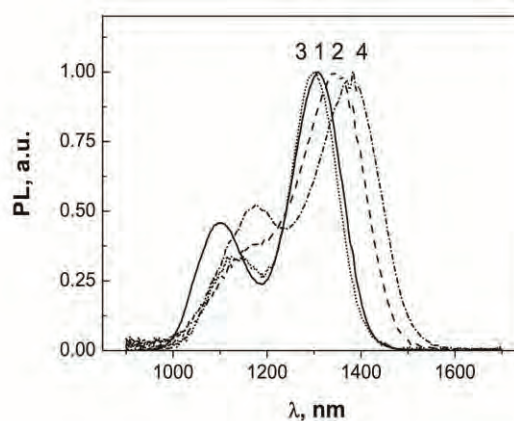


Рис. 1. Нормированные спектры люминесценции гибридных наноструктур: InP/InAsP/InP ННК – 1,2 и ННК с осаждёнными КТ CdSe/ZnS – 3,4, измеренные при 80 К и 300 К соответственно; $\lambda_{\text{возб.}} = 633 \text{ нм}$

Повышение температуры с 80К до 293К сопровождается характерным для полупроводниковых структур батохромным сдвигом обеих полос, уши-

рением FWHM и падением квантового выхода. Осаждение коллоидных КТ практически не сказывается на положении полосы НВ при низкой температуре, но приводит к заметному батохромному сдвигу при 293К и росту интенсивности люминесценции в обеих полосах. Такой рост достаточно предсказуем в силу пассивирующей роли на поверхности ННК квазиленгмюровской пленки коллоидных КТ. Однако сокращение радиационного времени жизни КТ CdSe/ZnS (измеренное на $\lambda_{\text{возб.}} = 405 \text{ нм}$) по сравнению со случаем КТ, осажденных на ННК InP без нановставки, сопровождающее батохромный сдвиг, и перераспределение интенсивностей свечения полос излучения НВ и КЯ, говорит о возникновении в этой системе дополнительных механизмов переноса возбуждения.

Кинетика люминесценции НВ в структуре InP/InAsP/InP ННК с осажденными КТ удовлетворительно описывается экспонентой затухания с двумя компонентами. Короткую (τ_1) мы связываем с излучением экситонного состояния НВ, длительную (τ_2) с вкладом других каналов обмена энергией возбуждения в гибридной структуре [1].

Таблица 1. Параметры кинетики гибридной наноструктуры

Параметры кинетики	НВ		НВ+КТ	
	80К	293К	80К	293К
A1	0,65	0,65	0,60	0,60
τ_1, ns	8	7	11	11
A2	0,35	0,35	0,40	0,40
τ_2, ns	45	44	43	61
$\langle \tau \rangle$, ns	36	36	34	50

Обращает на себя внимание большое значение среднего времени релаксации, не характерное для полупроводниковых структур с гетеропереходом 1-го типа. Как известно, гетеропереходы 2-го рода характеризуются сдвигом в коротковолновую область пика ФЛ при увеличении мощности возбуждения (P) с зависимостью $P^{1/3}$ [3]. Такой характер показывают и измеренные зависимости положения максимума люминесценции НВ InAsP от мощности возбуждения при температурах 80К и 293К (рис.2), что свидетельствует о существовании гетерограницы 2-го рода между НВ InAsP и InP. Аналогичную зависимость от мощности возбуждения проявляет и положение пика ФЛ КЯ.

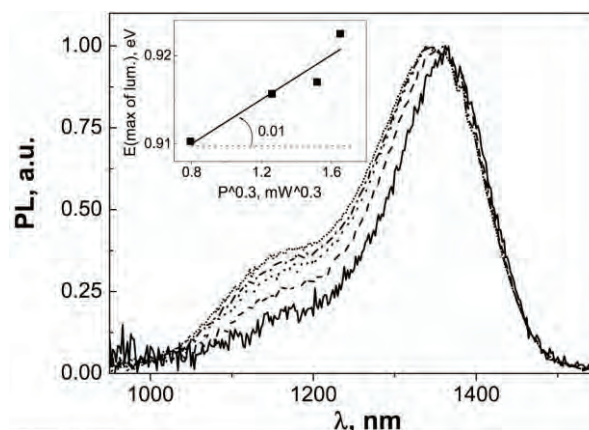


Рис. 2. Нормированные спектры люминесценции массивов ННК InP/InAsP/InP в зависимости от мощности возбуждения (0,5-5,5 мВт) при температуре 293К. На врезке приведена зависимость положения максимума люминесценции НВ от кубического корня мощности $P^{1/3}$

Анализ таблицы 1 показывает, что наличие пассивирующей оболочки с КТ приводит к увеличению при 293К длительности излучательной рекомбинации НВ. Наиболее вероятной причиной замедления релаксации возбуждения являются межфазные процессы. Известно, что взаимодействие таких лигандов, как ТОРО с полупроводниками приводит к образованию поверхностно локализованных состояний, энергетически близких к излучающему состоянию [4]. Обратимая локализация носителей на таких состояниях может вести к росту длительности излучательной рекомбинации. Усиление этого процесса с температурой объясняется вовлечением в него более глубоких ловушечных состояний. Так же в работе обсуждается роль обратного переноса возбуждения на КТ CdSe/ZnS с высокоэнергетических состояний КЯ и НВ.

Литература

1. А.С.Кулагина, А.И.Хребтов, Р.Р.Резник *и др.* // Оптика и спектроскопия 128(1), 122 (2020).
2. Г.Э.Цырлин, Р.Р.Резник, Ю.Б.Самсоненко *и др.* // ФТП, т.52, вып.11, 1304 (2018).
3. В.Pal, K.Goto, M.Ikezawa *at al.* // Appl. Phys. Lett., V.93, 073105 (2008).
4. E.S.Williams, K.J.Major, A.Tobias *at al.* // J Phys.Chem.C, V.117, 4227 (2013).

Влияние одноосной деформации в направлении [110] на релаксацию состояний мелких доноров мышьяка в германии

В.В. Цыпленков^{1,*}, В.Н. Шастин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*Tsyplenkov1@yandex.ru

Проведен анализ скоростей релаксации состояний доноров мышьяка в германии при взаимодействии с акустическими фононами в зависимости от одноосной деформации сжатия кристалла в направлении [110] при низких температурах (<10 К). Показано, что при оптическом возбуждении происходит формирование инверсной заселенности уровней донора, величина которой зависит от величины деформации кристалла.

Введение

Поиск новых компактных источников когерентного излучения в ТГц диапазоне в настоящее время остается актуальной задачей. Особенный интерес вызывают полупроводниковые источники на основе кремния и германия, что обусловлено развитостью соответствующей технологии. Ранее теоретически было показано, что в кристалле германия, легированном донорами мышьяка (As) при оптическом возбуждении среды формируется инверсная заселенность уровней доноров, что приводит к возможности генерации стимулированного излучения в диапазоне частот (~ 1.2 – 2 ТГц) [1]. Возможность формирования инверсной заселенности также косвенно подтверждена экспериментально [2]. Не смотря на наличие в этом диапазоне других источников излучения, появление источника на основе объемного Ge было бы очень полезным. В настоящей работе проведены вычисления скоростей релаксации возбужденных состояний доноров мышьяка в германии при спонтанном излучении акустических фононов в зависимости от одноосной деформации сжатия кристалла в направлении [110], и вычислена зависимость заселенностей примесных состояний от величины деформации.

Теоретическая модель и результаты

Описание волновых функций состояний доноров в германии производилось в рамках той же модели, которая была использована при расчете темпов релаксации состояний донора мышьяка в зависимости от деформации сжатия в кристаллографическом направлении [111] [1], за исключением определения параметров волновых функций 1s состояний,

определяющих их локализацию в пространстве. В отличие от работы [1] эти параметры определялись на основе вариационной процедуры минимизации энергии состояния для возбужденных 1s состояний, а для основного состояния значения этих параметров изменено в $\sqrt{E_2/E_1}$ раз, где E_1 и E_2 – энергии основного и первого возбужденного 1s состояний соответственно. Кроме того, полагалось, что значения этих радиусов локализации не зависят от деформации кристалла.

Интерес проведения вычислений темпов релаксации состояний донора в зависимости деформации сжатия кристалла от направления [110] связано с тем, что при таком направлении деформации сохраняется возможность реализации четырехуровневой лазерной схемы на внутрицентровых переходах мелких доноров, связанных с нижними долинами зоны проводимости германия.

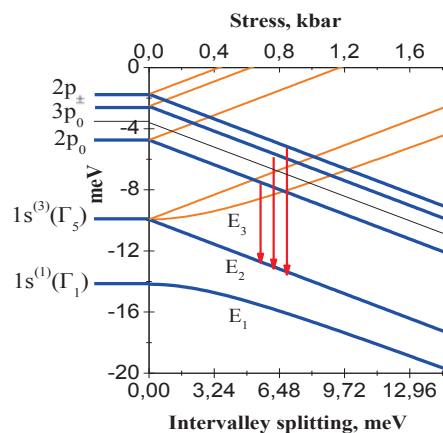


Рис. 1. Схема уровней донора мышьяка в германии в зависимости от деформации сжатия в направлении [110]. Стрелками указаны оптически разрешенные переходы, на которых возможно формирование инверсии

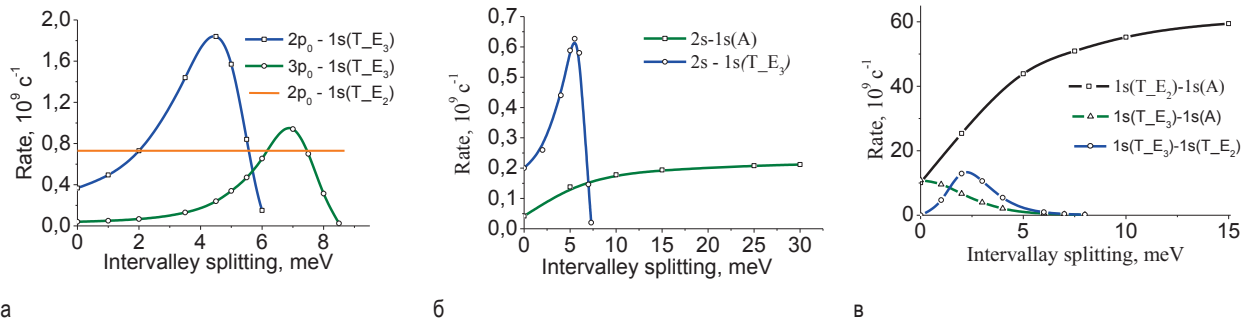


Рис. 2. Зависимости от деформации темпов ключевых переходов, определяющих населенности состояний донора мышьяка в германии при оптическом возбуждении. Давление 1 кбар в случае сжатия кристалла вдоль направления [110] соответствует приблизительно междолинному расщеплению 8.1 мэВ

На рис. 1 представлена схема уровней донора мышьяка в германии в зависимости от приложенной деформации сжатия в направлении [110]. На рис. 2 показаны рассчитанные зависимости от деформации темпов ключевых переходов, определяющих населенности состояний донора мышьяка в германии. Ниже на рис. 3 представлены рассчитанные зависимости населенностей состояний мелкого донора от деформации кристалла, на которых, как ожидается, возможно формирование инверсии при фотоионизации доноров и усилении ТГц излучения. Предполагается, что формирование инверсии и генерации стимулированного излучения легче достижимо на внутрицентровых переходах между состояниями, связанными с нижними долинами зоны проводимости германия.

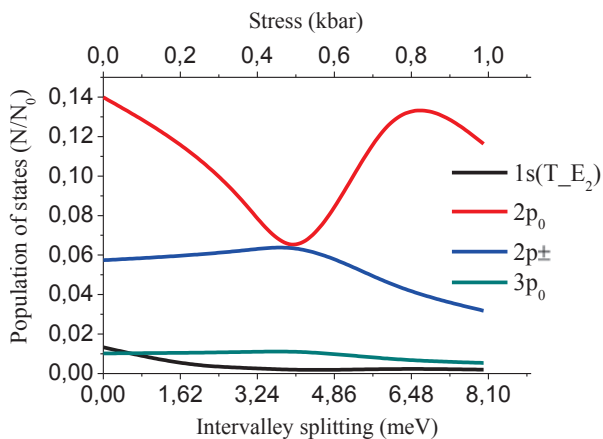


Рис. 3. Зависимость от приложенного давления населенностей уровней донора мышьяка, связанных с нижними долинами зоны проводимости, в германии. N_0 – концентрация доноров

Как видно из рис. 3 заметная инверсная населенность формируется на разрешенных в дипольном

приближении переходах $2p_0-1s(T_{E_2})$ и $2p_{\pm}-1s(T_{E_2})$, которая зависит от величины приложенного давления.

Следует отметить, что значения населенностей уровней при нулевом значении деформации отличается от полученных в работе [1]. Это связано с тем, что по-другому определена локализация $1s$ состояний, что привело к некоторому уменьшению темпов релаксации возбужденных состояний.

В заключение следует отметить, что мышьяк в германии является мелким донором, и энергетический зазор между основным и первым возбужденным состоянием порядка 5 мэВ. Это приводит к тому, что термическая населенность первого возбужденного $1s$ состояния, соответствующего нижнему уровню ожидаемого рабочего перехода, при температуре ~ 15 К сравнивается с рассчитанной населенностью $2p$ уровней. Это обстоятельство накладывает значительные ограничения на рабочие температуры и серьезные требования к организации хорошего теплоотвода от потенциального лазера на основе германия, т.к. даже в условиях охлаждения образца жидким гелием происходит его нагрев излучением накачки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 18-42-520064.

Литература

1. В.В. Цыпленков, В.Н. Шастин // ФТП, т. 52, 1469 (2018).
2. Р.Х. Жукавин, К.А. Ковалевский, Ю.Ю. Чопорова и др. // Письма в ЖЭТФ, т. 110, 677 (2019).

О возможности интерференции Рамсея в германии, легированном мелкими примесями

В.В. Цыпленков^{1,*}, В.Н. Шастин¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*Tsyplenkov1@yandex.ru

Теоретически рассмотрена динамика образования и распада когерентных состояний мелких примесных центров в кристалле германия, возбуждаемых парой лазерных импульсов, следующих друг за другом с некоторой задержкой и сдвинутых по фазе друг относительно друга, с частотой близкой к частоте внутрицентрального перехода при учете неоднородного уширения примесных линий. Параметры импульсов были взяты соответствующими параметрам излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL). Показано, что в эксперименте эффект может быть наблюдаем (например измеряя ток, обусловленный термической ионизацией с верхнего уровня) при величине неоднородного уширения линии перехода сравнимой с естественной шириной линии, что приблизительно на 3 порядка меньше ширины линии в натуральном германии при концентрации примеси $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, для уменьшения примесной ширины линии необходимо понижение концентрации легирования и, возможно, необходимо использование изотопически чистых германиевых образцов.

Введение

В настоящее время научная активность многих исследовательских групп направлена на изучение квантовых оптически управляемых когерентных состояний различных систем и создания на их основе новых полупроводниковых устройств, сопряженных с развитой кремниевой и германиевой технологией. Одними из кандидатов рассматриваются кулоновские центры в полупроводниках. Хотя примесные центры в германии достаточно хорошо исследованы до сих пор нет полной информации о временах релаксации и когерентности для доноров в германии. Эксперимент по наблюдению осцилляций Рамсея позволяет измерить время декогеренции возбуждаемых когерентных состояний в системе (поперечное время жизни T_2) и продемонстрировать возможность оптической записи (создания квантовых когерентных состояний мелких доноров в германии) и их электрического считывания, например измеряя электрический ток, обусловленный термической ионизацией с верхнего возбуждаемого уровня донорного центра). Возможность реализации такого эксперимента продемонстрирована для случая доноров фосфора в кремнии [1].

Теория и выводы

Теоретическое описание описания строилось в рамках полуклассической модели, в которой примесный атом считался двухуровневой квантовой системой, электромагнитное поле же (два последовательных импульса электромагнитного излучения на частоте близкой к частоте атомного перехода и

имеющими произвольные фазовые сдвиги) описывалось классически. Использовалось приближение вращающейся волны. Описание взаимодействия атома с полем в данном случае удобно строить, используя метод амплитуд вероятности [см. например 2], т.к. он позволяет избежать при численных вычислениях работы с быстроосциллирующими функциями, как в методе матрицы плотности (недиагональные элементы), и позволяет не увеличивать кратность системы дифференциальных уравнений, как в методе уравнений Блоха в случае, когда увеличивается число импульсов излучения или число атомных уровней.

Волновая функция в рамках такого описания имеет вид:

$$\Psi(t) = a_1(t)\varphi_1 e^{-i\omega_1 t} + a_2(t)\varphi_2 e^{-i\omega_2 t} \quad (\Phi 1)$$

Где φ_1 и φ_2 – невозмущенные полем волновые функции атома, ω_1 , ω_2 – частоты, соответствующие энергиям уровней атома, $a_1(t)$, $a_2(t)$ – искомые амплитуды. Система уравнений для $a_1(t)$ и $a_2(t)$ имеет вид:

$$\begin{cases} a_1' = -\frac{i}{2} a_2 (\Omega_1(t) e^{i\delta t} + \Omega_2(t - \tau) e^{i(\delta t + \varphi)}) \\ a_2' = -\frac{i}{2} a_1 (\Omega_1(t) e^{-i\delta t} + \Omega_2(t - \tau) e^{-i(\delta t + \varphi)}) \end{cases} \quad (\Phi 2)$$

где Ω_1 и Ω_2 – зависящие от t частоты Раби для полей, связанных с первым и вторым импульсами соответственно, δ – отстройка частоты излучения от частоты атомного перехода, φ – разность фаз излучений в первом и втором импульсах. Форма импульсов излучения (следовательно, Ω_1 и Ω_2) аппроксимировались Гауссовой кривой.

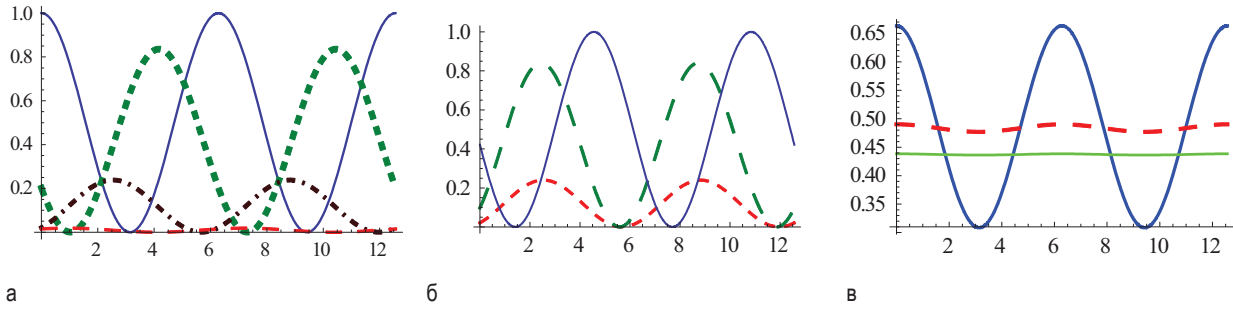


Рис. 1. (а) – зависимость $|a_2|^2(\varphi)$ при длительности импульсов возбуждения $T=100$ пс, измеренной на полувысоте и различных величинах отстройки $\delta=0$ мэВ, 0.02 мэВ, 0.04 мэВ и 0.06 мэВ в порядке уменьшения амплитуды осцилляций; (б) – зависимость $|a_2|^2(\varphi)$ при различных длительностях импульсов возбуждения $T=10$ пс, 50 пс, 100 пс в порядке уменьшения амплитуды осцилляций при величине отстройки $\delta=0.04$ мэВ (при изменении T изменялись и амплитуды импульсов возбуждения так, чтобы они оставались $\pi/2$ импульсами); (в) – зависимость $|a_2|^2(\varphi)$ при неоднородном уширении линии перехода $\Delta=0.05$ мэВ при различных длительностях импульсов возбуждения $T=10$ пс, 20 пс, 50 пс в порядке уменьшения амплитуды осцилляций

Учет неоднородного уширения в среде производился усреднением найденных $a_1(t)$ и $a_2(t)$ и величин производных от них по δ , считая, что последняя – случайная величина с нормальным распределением.

Решая систему уравнений (ф2) можно построить зависимость населенности верхнего уровня $|a_2|^2$ от разности фаз φ . Эта зависимость будет иметь синусоидальную форму (осцилляции Рамсея (Ramsey fringes)) с амплитудой и фазовой постоянной φ_0 , которые сложным образом зависят от отстройки δ и формы импульсов $\Omega_1(t)$ и $\Omega_2(t)$ (а при заданной форме от их длительности T) (см. рис. 2). Рис. 2(а) и 2(б) отражают зависимость амплитуды $|a_2|^2(\varphi)$ и φ_0 от δ и T . При увеличении δ происходит не только уменьшение амплитуды осцилляций, но и изменяется фазовый сдвиг φ_0 . Это приводит к тому, что при усреднении $|a_2|^2$ по δ в реальной среде (учет неоднородного уширения линии перехода) амплитуда осцилляций стремительно падает с увеличением неоднородной ширины линии Δ . Результат вычислений также показывает интересную зависимость от длительности импульса возбуждения T – чем меньше T , тем больше амплитуда осцилляций при заданных δ (либо Δ), тем больше, следовательно, шансов наблюдать эффект экспериментально. Последнее демонстрирует Рис. 2(в), на котором отображен характер зависимостей от T амплитуды осцилляций Рамсея ($|a_2|^2(\varphi)$) при некоторых значениях Δ . Чтобы осцилляции Рамсея были наблюдаемы в эксперименте, предполагается, необходимо, чтобы населенность верхнего уровня $|a_2|^2$ изменялась на десятки процентов при изменении φ . Таким образом, результаты вычислений показыва-

ют, что при $T \sim 100$ пс и $\Delta \sim 0.2$ мэВ, что соответствует длительности импульсов излучения NovoFEL и характерной ширине примесных линий в Ge при их концентрации $\sim 10^{15}$ см⁻³, наблюдение осцилляций Рамсея не видится возможным. Для преодоления этого требуется уменьшение Δ , либо каким-то образом уменьшить длительность лазерных импульсов.

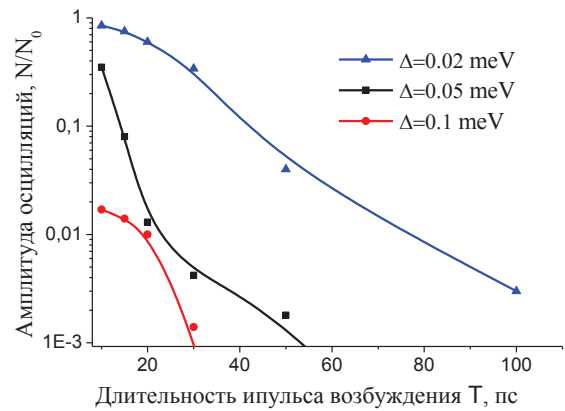


Рис. 2. Зависимость амплитуды осцилляций $|a_2|^2(\varphi)$ от T при некоторых величинах неоднородного уширения в среде. При изменении T изменялись и амплитуды импульсов возбуждения так, чтобы они оставались $\pi/2$ импульсами

Работа поддержана грантом РНФ (проект № 19-72-20163)

Литература

1. K.L. Litvinenko *et al.* // Nature Communications V. 6, Article number: 6549 (2015).
2. М.О. Скалли, М.С. Зубайри // Квантовая оптика – М. Физматлит, 2003.

Особенности роста наноструктур для терагерцовых квантово-каскадных лазеров и их физические свойства

Г.Э. Цырлин^{1,2,3*}, Р.Р. Резник^{1,2}, А.Е. Жуков¹, Р.А. Хабибуллин⁴, К.В. Маремьянин^{5,6}, В.И. Гавриленко^{5,6}, С.В. Морозов^{5,6}

1 Санкт-Петербургский Академический университет им Ж.И.Алферова РАН, ул.Хлопина 8/3, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

2 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. д. 26, 190103, Санкт-Петербург, Россия.

3 Санкт-Петербургский научный центр РАН, Университетская наб. д.5, 199034, Санкт-Петербург, Россия.

4 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., д.7, стр. 5,117105, Москва, Россия.

5 Институт физики микроструктур РАН — филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН, Академическая ул., д. 7, д. Афонино 603950, Нижний Новгород, Россия.

6 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, корп. 2, 603950, Нижний Новгород, Россия.

*cirlin@beam.ioffe.ru

В докладе приводятся данные по синтезу и характеристике квантово-каскадного лазера терагерцового диапазона в системе материалов AlGaAs/GaAs на подложках GaAs с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии. Рассматриваются особенности, необходимые для реализации подобных структур.

Введение

Источники терагерцового (ТГц) диапазона частот востребованы для различных применений как гражданского, так и специального назначения, включая спектроскопию, в том числе определение следовых количеств различных веществ, создание систем формирования изображений объектов, скрытых для обычных оптических систем, широкополосные системы связи и т.д. Одной из основных проблем является отсутствие компактных достаточно мощных хроматических источников излучения этого спектрального диапазона. Так электровакуумные приборы (например, гиротрон) способны создавать импульсы излучения мощностью порядка киловатта, однако их габариты весьма велики. В то же время твердотельные СВЧ-приборы, такие, например, как СВЧ-транзисторы и резонансно-туннельные диоды, обладают компактными размерами, однако частота генерации не достигает ТГц. Наиболее перспективным кандидатом для реализации ТГц-систем различного назначения в настоящее время считается квантово-каскадный лазер (ККЛ). Первые ККЛ ТГц-диапазона были продемонстрированы в начале 2000-х гг. В то же время до исследований коллектива исполнителей в Российской Федерации технология ККЛ, в том числе и ККЛ ТГц-диапазона, фактически отсутствовала. Таким образом, разработка собственной элемент-

ной базы в этой практически важной области до сих пор является чрезвычайно важной задачей.

Эксперимент

Лазерные структуры ТГц диапазона были синтезированы методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В качестве базовой конструкции ККЛ использовались многослойные гетероструктуры с туннельно-прозрачными барьерами, в которой ТГц-излучение возникает в результате внутризонных переходов электронов с соответствующей энергией перехода.

Достоинством ТГц-ККЛ, использующих принцип прямой генерации, является относительная простота как самой эпитаксиальной гетероструктуры, так и конструкции лазерного диода. Кроме того, они могут быть реализованы в системе материалов AlGaAs/GaAs на подложках GaAs, что, позволяет избежать проблем, связанных с рассогласованием постоянных кристаллических решеток эпитаксиальных слоев и подложки.

Структура основана на использовании материалов GaAs/AlGaAs с малым (около 15%) содержанием алюминия. Каждый каскад состоит из трех квантовых ям толщиной около 9, 8 и 16 нм, разделенных туннельными барьерами. Общее число каскадов составило 228, обеспечивающее толщину активной области 10 мкм.

Результаты

Структурные свойства выращенного образца были изучены методами рентгеновской дифракции высокого разрешения (HR-XRD), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Для метода HR-XRD использовался дифрактометр D8 DISCOVER Bruker AXS (длина волны излучения $\lambda = 0,15406$ нм) с полушириной первичного пучка <12 угловых секунд в режиме сканирования $\Omega - 2\theta$. Полная ширина на полувысоте (FWHM) пиков из-за периодического повторения каскадов ККЛ составляет 15–19 угловых секунд. Следует отметить, что полная ширина пиков сверхструктуры в спектре, определённая с учетом изгиба структуры при упругих напряжениях, составляет 22,4 угловых секунды. Это означает, что можно пренебречь как возможными эффектами из-за неточной толщины каскада во всей структуре, так и шероховатостью гетерограниц, что подтверждает верный выбор технологических параметров при синтезе активной области.

Согласно АСМ-измерениям установлено, что средняя шероховатость поверхности составляет 2 Å, что соответствует практически идеальной гладкости выращенной структуры. В свою очередь, результаты исследований ПЭМ указывают на резкую границу раздела между слоями по всей структуре. Оба этих факта свидетельствуют о высоком кристаллографическом и эпитаксиальном качестве выращенных структур.

Лазерные резонаторы были сформированы в геометрии металл-полупроводник-металл, что позволило ограничить терагерцовое излучение в пределах активной области лазера за счет плазмонного отражения. Лазерные диоды были сформированы с помощью глубокого (около 10 мкм) плазмохимического травления. Предварительно выполнялись операции формирования омического контакта на эпитаксиальной поверхности структуры, переноса структуры на предварительно металлизированную подложку и последующее удаление исходной подложки. Завершались операции пост-ростовой обработки формирования второго омического контакта.

Для подтверждения факта возникновения лазерной генерации в исследуемых ККЛ были измерены

спектры излучения. Измерения выполнялись с помощью Фурье-спектрометра.

Было обнаружено сужение линии излучения по достижении порога лазерной генерации с последующим превращением спектра излучения в набор узких линий, соответствующих продольным модам лазерного резонатора. Доминирующая мода имеет частоту 2.89 ТГц. Спектр генерации имеет квазиодночастотный характер, интенсивность побочных мод по отношению к доминирующей лазерной моде подавлена более чем на порядок.

Следует отметить, что лазерная генерация наблюдалась до температуры ~ 60 К.

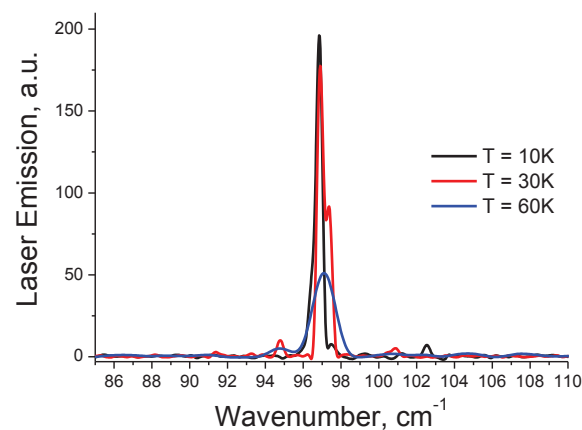


Рис. 1. Спектры излучения квантово-каскадного лазера, измеренные при различных температурах

Таким образом, в результате проведенных исследований впервые создан полностью отечественный квантово-каскадный лазер терагерцового частотного диапазона.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы высоких технологий и использование особенностей наноструктур в науках о природе».

Измерения лазерных структур проведены при поддержке Российского научного фонда проект № 18-19-00493.

Экситоны и трионы в гетеробислоях $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$

А.В. Черненко*, А.С. Бричкин

1 Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

*chernen@yandex.ru

С помощью технологии последовательного переноса слоёв на подложку SiO_2 созданы структуры, содержащие гетеробислои дихалькогенидов переходных металлов, инкапсулированные между слоями гексагонального нитрида бора (hBN). Инкапсуляция предотвращает деградацию гетероструктур при контакте с атмосферой и позволяет получить структуры с рекордными оптическими и транспортными свойствами. Гетеробислои $\text{hBN-MoSe}_2\text{-WSe}_2\text{-hBN}$ перспективны для получения и исследования непрямых экситонов и трионов, поскольку минимумы энергии электронов и дырок находятся в соседних монослоях. Приводятся результаты измерений ФЛ таких структур в широком диапазоне плотности мощности нерезонансной накачки и температур от гелиевых до комнатной, позволяющие идентифицировать линии прямых экситонов и трионов. Также приводятся результаты время-разрешенных измерений гетероструктур.

Введение

Гетероструктуры на основе монослоёв дихалькогенидов переходных металлов являются перспективными объектами исследований и привлекают повышенное внимание последние несколько лет. Это связано с тем, что экситоны в таких монослоях, являющихся прямозонными полупроводниками, обладают энергией связи в несколько сотен мэВ (~600 мэВ в монослое WSe_2), что позволяет им оставаться стабильными при комнатной температуре. Последнее является ключевым требованием для развития экситонных и поляритонных технологий [1]. Серьёзным препятствием для исследований оптических свойств таких гетероструктур является деградация монослоёв при контакте с атмосферой, что приводит в большой ширине линий фотolumинесценции (ФЛ) экситонных комплексов (20-50 мэВ), препятствующих их изучению. Выходом является инкапсуляция моно- и бислоёв между слоями hBN.

В данной работе представлены результаты измерения фотolumинесценции (ФЛ) экситонов и трионов в структурах $\text{hBN-MoSe}_2\text{-WSe}_2\text{-hBN}$ при температуре от 2 до 295 К при возбуждении непрерывным лазером с длиной волны 532 нм, а также результаты время-разрешенных измерений этих структур. Бислои подобного типа интересны тем, что в них могут образовываться пространственно непрямые экситоны и трионы с энергией связи в десятки мэВ. Таким образом, эти структуры представляют интерес для исследования системы непрямых экситонов большой плотности. Они перспективны для получения Бозе-конденсата непрямых экситонов, кото-

рый мог бы существовать при температурах вплоть до комнатных [2].

Результаты

Исследуемые структуры были получены методом последовательного механического переноса (эксфолиации) монослоёв MoSe_2 и WSe_2 , а также тонких (~10-40 нм) слоёв гексагонального нитрида бора, которые выполняли роль как изолирующей оболочки для гетероструктуры, так и потенциального барьера для электронов и дырок [1,2]. Слои поочередно накладывались на подложку SiO_2 . Полученные образцы представляет из себя инкапсулированный в hBN гетеробислоем-двойную квантовую яму, минимумы энергии электронов и дырок в которой находились в смежных слоях, поэтому в таких структурах могут существовать как прямые, так и непрямые экситоны [2].

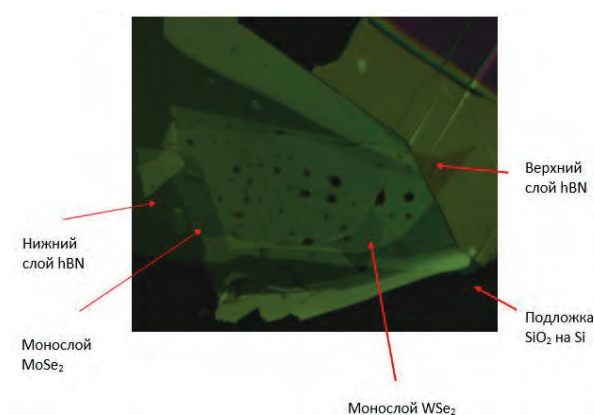


Рис. 1. Гетероструктура $\text{hBN-MoSe}_2\text{-WSe}_2\text{-hBN}$ на подложке SiO_2 . Соответствующие слои указаны стрелками. Полный размер изображения 110 x 110 μm^2

На Рис.1 представлена фотография гетероструктуры $\text{hBN-MoSe}_2\text{-WSe}_2\text{-hBN}$. Характерные размеры гетероструктуры в плоскости структуры видны на рисунке; толщины верхнего и нижнего слоёв hBN порядка 20 - 40 нм.

В спектре ФЛ наблюдаются интенсивные линии, соответствующие рекомбинации прямых экситонов и трионов, локализованных в монослоях WSe_2 и MoSe_2 , при этом интенсивность линии ФЛ экситона из слоя MoSe_2 существенно меньше, чем интенсивность ФЛ из слоя WSe_2 . Ширина линий наблюдаемых экситонов и трионов в широком диапазоне плотности оптического возбуждения составляет около 7 мэВ, что говорит о достаточно высоком качестве полученных образцов [2]. Вклад флуктуаций потенциала в ширину линий ФЛ удаётся минимизировать благодаря достаточно маленькому ($d=2\text{мкм}$) пятну возбуждения.

На Рис.2 представлена серия спектров микроФЛ при различных плотностях оптического возбуждения. При малых плотностях возбуждения в спектре преобладает линия триона (Т); с ростом накачки интенсивность линии прямого экситона (Х) растёт быстрее, чем интенсивность линии триона в хорошем соответствии с ожиданиями. Изучение спектров ФЛ гетеробислоёв при различных температурах в диапазоне температур позволило оценить энергию связи прямого триона в монослое WSe_2 . Она оказалась равной 35 ± 15 мэВ, что совпадает с найденными другими авторами [1].

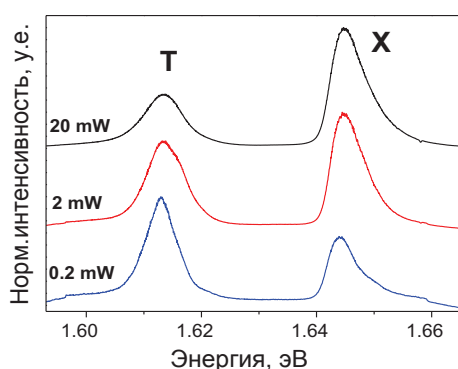


Рис. 2. Спектры микроФЛ структуры $\text{hBN-WSe}_2\text{-hBN}$ при различных мощностях непрерывной нерезонансной накачки и температуре 10 К. Отмечены линии экситона Х и триона Т

В дополнение к спектра микроФЛ исследуемых гетероструктур в широком диапазоне плотностей накачек и температур, были выполнены измерения время разрешенной ФЛ. Результаты, представленные на Рис.3, позволяли определить время жизни прямых экситонов в монослоях WSe_2 .

Время жизни, определенное таким способом, оказалось лежащим в диапазоне 10-20 пс, оно несколько увеличивалось с ростом плотности накачки.



Рис. 3. Спектр времяразрешенной микроФЛ структуры $\text{hBN-WSe}_2\text{-hBN}$ при температуре $T=10$ К, и нерезонансном возбуждении Ti:Sp лазером. Характерное время затухания ФЛ экситона ~ 12 пс

Изготовленные структуры не позволили явно наблюдать непрямые экситоны. Авторы возлагают надежду на структуры подобного типа с промежуточным тонким, порядка 10 нм, слоем hBN , разделяющим монослои WSe_2 и MoSe_2 , исследования которых начались недавно.

Существенную помощь в исследовании свойств непрямых экситонов и трионов должны оказать структуры с контактами, позволяющими создавать вертикальное электрическое поле [2].

Литература

1. A. Kolobov, Junji Tominaga // "Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides" Springer, 2016, pp. 538.
2. E. V. Calman, L. H. Fowler-Gerace, L. V. Butov "Localized bright luminescence of indirect excitons and trions in $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ van der Waals heterostructure", arXiv:1901.08664(2019).

2 D алмазоподобные структуры - диаманты: структуры, свойства и перспективы применений

Л.А. Чернозатонский*, В.А. Демин

Институт биохимической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334.

*chern@sky.chph.ras.ru,

Дается обзор теоретических и экспериментальных работ за последнее десятилетие по диаманам – алмазоподобным пленкам нм толщины. Кроме того, рассматриваются допированные другими атомами диаманты, обладающие в зависимости от степени допирования полупроводниковыми или металлическими свойствами.

Введение

Двумерные материалы, вызывающие в последние 15 лет большое внимание исследователей, обогатились новым – C_2H диаманом (Dn). Такой новый материал, предсказанный в 2009 г на основе механизма превращения в него биграфена или нескольких слоев графена (Рис.1) при химической адсорбции водорода или фтора [1-5], был получен сразу в трех экспериментах 2019 года [7-9]. Он интересен уникальными механическими [1,5], оптоэлектронными [10] и теплопроводными [11], проводящими (при допировании) свойствами [12,13], открывающими перспективу использования таких алмазоподобных структур нанометровой толщины в механических, опто-электронных и электронных нанорезиствах.

Диаман

В C_2H структуре, основанной на биграфене - ней, так же как и в графене CH , каждый углеродный атом становится sp^3 -гибридизированным. Причем в слое CH графена C -атомы попеременно ковалентно связаны с H -атомами (Рис.1а), тогда как в C_2H диамане еще C -атомы из верхнего слоя графена A , расположенные над C -атомами соседнего графена B , присоединяются к ним ковалентно (Рис.1б), а в случае адсорбции H -атомов с двух сторон к трехслойному ABC графену образуется диаман ABC при ковалентном соединении C -атомов среднего B слоя с атомами верхнего A и нижнего C слоев (Рис.1с). Аналогично могут образовываться диаманты (F-Dn) при фторировании графеновых слоев. Рис.1 показывает энергетические зависимости хода реакции таких присоединений (а-с) [1-6] и наблюдаемое в эксперименте образование F-Dn (электронные микрографии материала в процессе

фторирования [7]). Наиболее полно их можно характеризовать наблюдением характерных спектров комбинационного рассеяния [3,8]. Эксперимент по получению диамана [9] показывает характерные для алмаза колебательные моды вблизи 1225 cm^{-1} , 1319 cm^{-1} and 1552 cm^{-1} .

Диаманты – самые тонкие углеродные диэлектрики с щелью 3-4 эВ [1-10], например, она уже запрещенной зоны объемного алмаза (на 0.8 эВ) и графена (на 0.3 эВ), Так в диамане на базе ($n \geq 3$)-слоев наблюдалась щель 2.8 ± 0.3 эВ [9].

По сравнению с графеном Dn более жесткий и более хрупкий. Ожидаемые высокая твердость и низкий коэффициент трения и био-совместимость должны дать диаманам преимущество в использовании как элементов устройств нанозлектроники и биомедицины [8].

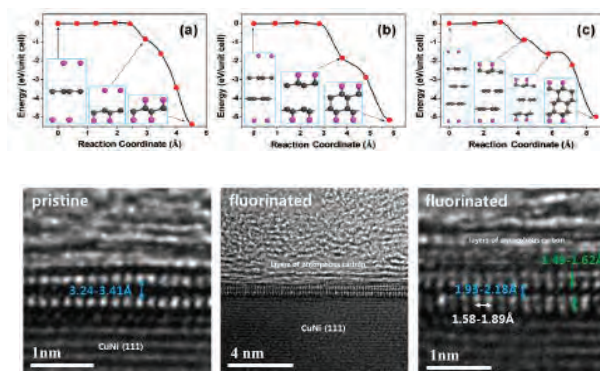


Рис. 1.

Расчет теплопроводности диамантов Dn и F-Dn [11] показал сильную зависимость от типа адсорбированных атомов, она существенно уменьшается в F-Dn по отношению к Dn, поскольку в нем происходит уменьшение групповых скоростей и смягчение фононов, что приводит к увеличению их рассеяния.

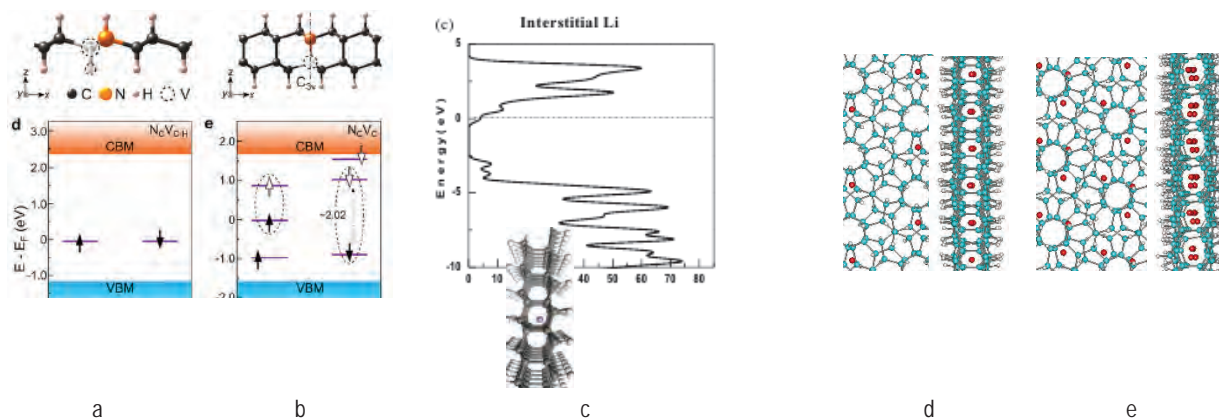


Рис. 2. Дву-уровневые системы графена (а) и Dn (b) с вакансией и N-атомом на месте C-атома [10]; интеркалированные литием полупроводник Dn(C1442H72Li) - (c) [12], металлы 21Dn(C28H18Li) - (d) и 21Dn(C28H18Li3) - (e) [13]

Допированные алмазы

Образование азот-вакансия (N-V) центров при замещении C-атома в решетке алмаза могут образовывать кубиты на основе двух уровней (Рис.2а), близко расположенных в середине запрещенной зоны [10], для использования в квантовых компьютерах.

В работе [12] проводился расчет электронных свойств алмаза, допированного атомами лития (один Li на суперячейку C144H72 – Рис.2с). При этом запрещенная зона уменьшалась до 2 эВ, поскольку электроны в основном локализируются около атома лития благодаря ионной связи C и Li атомов. Расчет DOS показывает n-допирование такого Dn, что совпадает с результатами допирования литием объемного алмаза.

Наши исследования [13] новых алмазов (θ Dn) на основе биграфенов с различными муаровыми углами θ показывают, что в их структуре образуются наноканалы с «лукошками», которые можно использовать для выгодной интеркаляции атомов других элементов. Например, для структуры на базе биграфенового муара с $\theta=21^\circ$ внедрение атомов лития приводит к устойчивым структурам (Рис. 2 с, d) металлических алмазов 21Dn(C28H18Li), где Li-атом располагается в одной из «лукошек» суперячейки, и алмаза 21Dn(C28H18Li3), где литий устойчиво сидит уже в трех «лукошках», а вблизи уровня Ферми в электронном спектре образуются сильно вырожденные минизоны. Последнее может приводить к появлению сверхпроводимости в таком алмазе.

Таким образом, алмазы открыты для новых исследований во многих областях применений и могут привлечь широкий научный интерес, в том числе для понимания связанных с алмазами структур и механизма формирования их политипов [8].

Работа поддержана РФФИ Грант № 20-02-00558 А.

Литература

1. Л.А. Чернозатонский, П.Б. Сорокин, А.Г. Квашнин, Д.Г. Квашнин // Письма в ЖЭТФ Т. 90, 144 (2009)
2. L.A. Chernozatonskii, P.B. Sorokin, A.A. Kuzubov, *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 115, 132 (2011).
3. L.A. Chernozatonskii, B.N. Mavrin, P.B. Sorokin // Phys. Status Solidi B, V. 249, 1550 (2012)
4. S. Rajasekaran, F. Abild-Pedersen, H. Ogasawara, *et al.* // Phys. Rev. Lett., V. 111, 085503 (2013).
5. A.G. Kvashnin, L.A. Chernozatonskii, B.I. Yakobson, P.B. Sorokin // Nano Lett. V. 14. 676 (2014).
6. A.G. Kvashnin, P.V. Avramov, D.G. Kvashnin, *et al.* // J. Phys. Chem. C, V. 121, 28484 (2017)
7. P.V. Bakharev, M. Huang, M. Saxena, *et al.* // Nat. Nanotech. V15, 59 (2019).
8. F. Piazza, K. Gough, M. Monthieux, *et al.* // Carbon V.145, 10 (2019).
9. F. Ke, L. Zhang, Y. Chen *et al.* // arXiv:1902.01570 (2019)
10. S. Gupta, J.-H. Yang, and B. I. Yakobson // Nano Lett. V.19, 04159 (2019).
11. L.Zhu, *et al.* // Nanoscale V.11, 4248 (2019); Appl. Phys. Lett. V. 115, 151904 (2019).
12. J.Li, H. Yinb, N. Gao, *et al.* // Diamond & Related Materials, V. 99, 107526 (2019).
13. L.A. Chernozatonskii, V.A. Demin // (in press 2020).

Низковольтные тиристоры на основе GaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии

А.Б. Чигинева^{1,*}, С.М. Некоркин^{1,§}, Н.В. Байдусь¹, К.С. Жидяев¹, А.В. Крюков², В.А. Токарев², Д.И. Баклашов²

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23/3

2 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, Нижегородская обл., г.Саров, просп. Мира, 37

*chigineva@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

Экспериментально исследованы выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии низковольтные тиристорные гетероструктуры двух типов. Изготовлены чип-тиристоры с напряжением переключения ~ 35 В. Продемонстрирована устойчивая работа тиристоров при подаче тока управления $I_{упр} = 20-35$ мА.

Структуры на основе GaAs более перспективны по сравнению с кремнием для создания тиристорных различных конструкций, в том числе с оптическим управлением. Основные разработки в этой области выполнены для гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [1]. Ранее нами была показана возможность получения методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) низковольтных тиристорных структур с оптической передачей эмиттерного тока, содержащих в своем составе светодиодные слои [2]. Настоящая работа посвящена исследованию тиристорных структур двух типов: 1) классической конструкции на основе GaAs и 2) с оптической передачей эмиттерного тока на основе GaAs/AlGaAs.

Исследуемые образцы и методика эксперимента

Выращивание структур осуществлялось методом ГФЭ МОС на подложках n^+ -GaAs (100) с отклонением $2,5^\circ$. Первый тип структур представлял собой классическую четырехслойную n - p - n - p конструкцию из эпитаксиальных слоев GaAs, легированных кремнием (n -тип) и углеродом (p -тип). Концентрация носителей в p -базе была $\sim 1,3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщина $\sim 2,2$ мкм. Концентрация в n -базе $\sim 1,8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщина $\sim 1,9$ мкм. Эмиттерные слои $0,2-0,5$ мкм легировались до концентрации $\sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Общая толщина выращенных слоев составляла $4,9$ мкм. С помощью фотолитографии, химического травления, осаждения электронно-лучевым испарением в вакууме слоев диэлектрика ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$) и металла были изготовлены образцы динисторов и

тиристоров с кольцевой геометрией управляющего электрода. Размер чипов $5 \times 5 \text{ мм}^2$.

Структура второго типа на основе GaAs/AlGaAs была подобна описанной в [2] и представляла собой сочетание эпитаксиальных GaAs слоев тиристора и светоизлучающего диода с квантовой ямой (КЯ) GaAsP/AlGaAs, выращенных в едином цикле. Чтобы улучшить излучательную способность светодиода и облегчить технологию создания внутреннего управляющего контакта, была увеличена в 8 раз толщина проводящего n^+ -GaAs:Si слоя, который следует за n -базой и является катодом для светодиода. Общая толщина выращенных эпитаксиальных слоев составляла $5,8$ мкм. Из структуры изготавливались образцы чип-тиристоров $5 \times 5 \text{ мм}^2$ с кольцевой геометрией управляющего электрода.

Исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) и излучательные свойства (фото- и электролюминесценция при 300 К) образцов. ВАХ измерялись в режимах источника тока и источника напряжения, без управления и с управлением постоянным электрическим сигналом.

Результаты и обсуждение

Чип-динисторы классической конструкции (первый тип) имели остаточное напряжение $U_{ост} \sim 1 \text{ В}$; напряжение переключения $U_{прк} \sim 30 \div 35 \text{ В}$; ток удержания $I_{уд} \sim 2 \div 3 \text{ мА}$. Следует отметить малый разброс параметров и хорошую повторяемость при измерениях ВАХ.

Усложнение технологии изготовления образцов при добавлении управляющего контакта приводило к ухудшению и значительному разбросу парамет-

ров чип-тиристоров, связанному, по-видимому, с наличием токов утечки. $U_{\text{ост}} \sim 1,1 \div 1,3$ В; $U_{\text{прк}} \sim 16 \div 30$ В; $I_{\text{уд}} \sim 5 \div 17$ мА.

На рисунке 1 приведено семейство ВАХ одного из GaAs чип-тиристоров при разных токах управления ($I_{\text{упр}}$). Обнаружено, что при $I_{\text{упр}} < 20$ мА форма ВАХ претерпевает значительные изменения: снижается $I_{\text{уд}}$ и появляется двухступенчатость. На рисунке 2 показана характеристика управления чип-тиристора. При $I_{\text{упр}} \geq 20$ мА напряжение переключения почти линейно уменьшается с ростом тока.

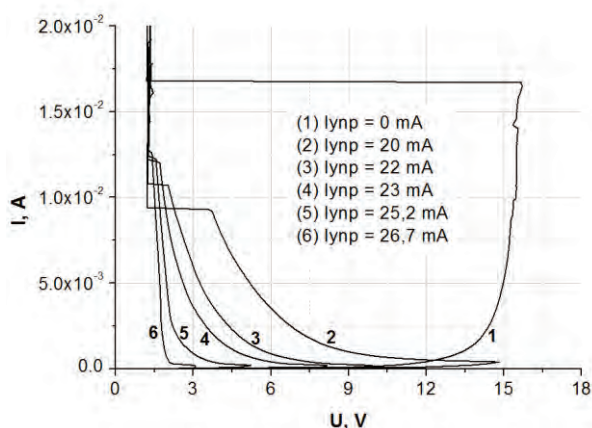


Рис. 1. – Семейство S-ВАХ чип-тиристора первого типа при различных значениях управляющего тока $I_{\text{упр}}$

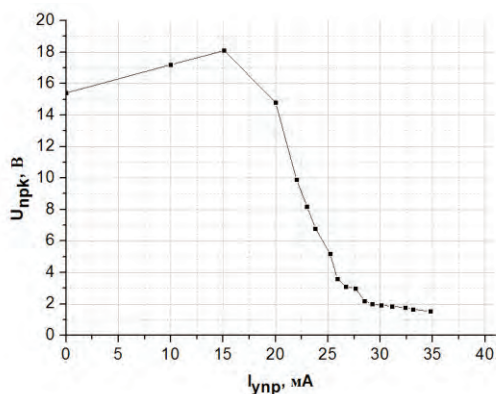


Рис. 2. – Зависимость напряжения переключения от управляющего тока для GaAs чип-тиристора (первый тип)

На спектре фотолуминесценции (при 300 К) выращенной гетероструктуры GaAs/AlGaAs (второй тип) наблюдался интенсивный пик от КЯ GaAsP с максимумом на длине волны $\lambda \sim 812$ нм.

Изготовленные чип-тиристоры GaAs/AlGaAs с оптической передачей эмиттерного тока имели $U_{\text{ост}} \sim 1,2 \div 1,3$ В, $I_{\text{уд}} \sim 2 \div 6$ мА. Структура этих тиристоров не была рассчитана на диносторный режим работы. Поэтому при измерении ВАХ без управля-

ющего сигнала наблюдался пробой при $U \sim 18 \div 22$ В. Переключение чип-тиристоров в открытое состояние происходило при минимальном управляющем токе $I_{\text{упр}} \sim 20$ мА ($U \sim 2$ В). При этом образцы не деградировали.

При изучении подобной оптодиристорной структуры в [2] мы предположили, что переход чип-тиристора в открытое состояние при подаче управляющего сигнала может быть связан не с поглощением излучения светодиода в базах, а с эффектом «dU/dt». В данной работе на светодиодную часть чип-тиристора подавали плавно нарастающий сигнал до переключения тиристора. При $I_{\text{упр}} \sim 20$ мА с помощью прибора ночного видения наблюдалось яркое свечение светодиода, тиристор при этом переходил в низкоомное состояние.

Следует отметить негативное влияние утечек по поверхностным состояниям GaAs на характеристики исследованных образцов. Эти утечки, включая индуцированные краевые каналы по периметру р-п-переходов, могут приводить к неконтролируемому разбросу параметров чип-тиристоров ($U_{\text{прк}}$, $I_{\text{уд}}$). Они больше проявляются для чип-тиристоров, имеющих более сложную технологию изготовления. В дальнейшем необходим поиск эффективных способов пассивации поверхности чип-тиристоров для интеграции в технологию постростовой обработки эпитаксиальных структур.

Таким образом, в настоящей работе исследованы конструкции выращенных методом ГФЭ МОС низковольтных тиристорных структур двух типов: на основе GaAs и GaAs/GaAsP/AlGaAs. Разработана технология постростовой обработки GaAs структур, позволяющая получать чип-динисторы с напряжением переключения $U_{\text{прк}} \sim 35$ В. Продемонстрирована устойчивая работа чип-тиристоров при токе управления $I_{\text{упр}} = 20-35$ мА. Отмечена необходимость пассивации поверхности чип-тиристоров для улучшения их характеристик.

Литература

1. Корольков В.И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур. – Изд-во «ФАН» УССР, 1986. – 152 с.
2. А.Б. Чигинева и др. // Нанофизика и нанoeлектроника: матер. XXIII междунар. симпоз. – Н.Новгород, 2019. – С. 874.

Квантовая когерентность и эффект Кондо в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/GaN

Н.К. Чумаков^{1*}, И.А. Черных¹, А.Б. Давыдов², И.С. Езубченко¹, Ю.В. Грищенко¹, Л.Л. Лев^{3,4}, И.О. Майборода¹, Л.А. Моргун², В.Н. Строков⁴, В.Г. Валеев¹, М.Л. Занавескин¹

¹ НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182.

² Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр. 53, Москва, 119991 Россия.

³ Московский физико-технический институт, 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9.

⁴ Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen, Switzerland.

*chumakov_nk@nrcki.ru

Эффект Кондо обнаружен в двумерном электронном газе (2DEG) магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/GaN с высокой подвижностью электронов. температурная зависимость удельного сопротивления системы в отсутствие магнитного поля демонстрирует рост ниже 120 К, стандартное слаболокализационное поведение при $T < 3$ К. Магнетотранспортные исследования системы проведены в интервале температур 100 мК + 300 К и магнитных полях B до 80 кЭ, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG. В области слабой локализации обнаружено отрицательное низкотемпературное магнетосопротивление величиной порядка 1%, переход от WAL к WL имеет место при $B \approx 0.2$ кЭ. Данные экспериментов анализируются в рамках многоканальной модели Кондо для d_0 -магнитных материалов с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Вюрцитные гетероструктуры AlGaIn/GaN с высокой подвижностью электронов (HEMT) активно исследуются в качестве кандидатов для создания устройств мощной, высокотемпературной и микроволновой электроники следующего поколения. Их свойства уникальны и обусловлены наличием в них двумерного электронного газа с концентрацией носителей порядка 10^{13} см⁻², в окрестности границы раздела материалов гетероструктуры, без специального легирования. Эта величина не менее чем на порядок больше, чем электронная плотность, достижимая в других структурах материалов III-V [1]. В настоящей работе мы сообщаем о необычном для магнитно-нелегированных материалов наблюдении эффекта Кондо в HEMT на основе AlGaIn/GaN, не содержащих магнитных примесей, и исследуем эффекты квантовой когерентности в этой системе.

Эксперимент и его результаты

Нитридные гетероструктуры с 2DEG выращены на с-ориентированной сапфировой подложке в MBE-системе SemiTeq STE3N, снабженной источником аммиака (NH₃). Перед осаждением подложку отжидали в течение 1 ч и затем азотировали в течение 40 мин при $T = 850^\circ$ С. Буферные слои выращены в

потоках Al и Ga со скоростями роста AlN и GaN в 200 нм/ч и 270 нм/ч соответственно. Осаждение начиналось со слоя AlN толщиной 10 нм, выращенного при $T = 1020^\circ$ С в потоке NH₃ 200 сссм. Длительное азотирование субстрата и наличие тонкого зародышевого слоя AlN, выращенного в относительно высоком потоке NH₃, позволили подавить образование инвертированных доменов AlN на сапфировой подложке [2]. Затем поток атомов алюминия перекрывался, а температуру подложки повышали до 1120° С. Для улучшения качества кристаллов и сглаживания поверхности пленки следующий высокотемпературный слой AlN толщиной 200 нм был нанесен с добавкой Ga в качестве поверхностно-активного вещества. Затем путем постепенного снижения температуры подложки до 830° С с последующим ростом на 140 нм при постоянной температуре было сформировано градиентное соединение с Al_{0,43} Ga_{0,57}N толщиной 250 нм. Далее путем снижения температуры эффузионной ячейки Al были сформированы второй градиентный переход Al_{0,1}Ga_{0,9}N толщиной 140 нм и слой GaN толщиной 500 нм. Процесс роста был завершен осаждением барьерного слоя, состоящего из 2 нм AlN и 1 нм Al_{0,5}Ga_{0,5}N. В ходе всей процедуры возможность магнитного легирования 2DEG была исключена.

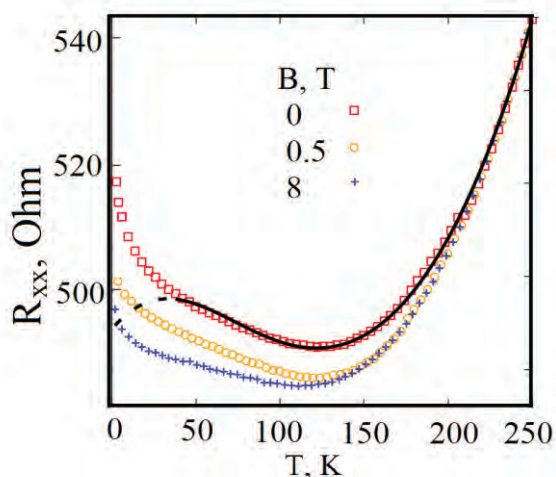


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления 2DEG для различных значений магнитного поля. Сплошная кривая – фиттинг $R_{xx}(T)$ при $B = 0$ в n -канальной модели Кондо [5].

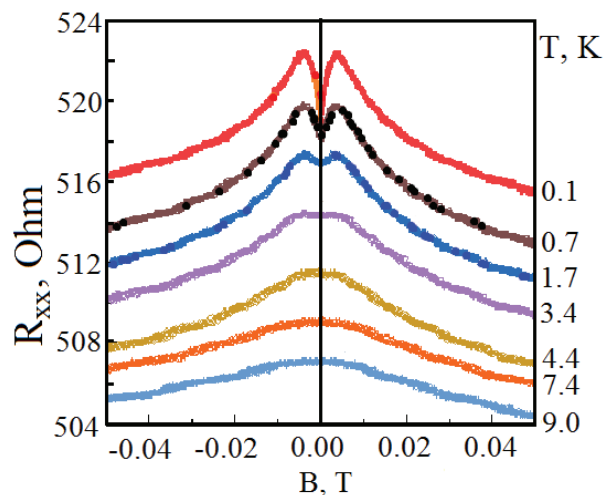


Рис. 2. Зависимость сопротивления 2DEG от магнитного поля при $T = 0.1 \div 9.0$ К.

Исследование ARPES [3] выявило значительную анизотропию тока насыщения 2DEG и показало, что направление высокой проводимости 2DEG отвечает азимуту низкой эффективной массы электронов 2DEG и наоборот, что может быть обусловлено понижением C_{6V} симметрии объемной гексагональной решетки GaN до C_{3V} из-за наличия плоскости интерфейса, ортогональной кристаллографической оси c .

Зависимости сопротивления от магнитного поля и температуры были измерены в геометрии Холла и в схеме ван-дер-Пау в магнитных полях до 80 кЭ, приложенных перпендикулярно плоскости 2DEG, в интервале температур 10 мК \div 300 К.

Мы обнаружили, что температурная зависимость удельного сопротивления системы в отсутствие магнитного поля демонстрирует рост ниже 120 К, стандартное слаболокализационное поведение при T ниже 50 К (см. Рис. 1) и кроссовер от слабой локализации (WL) к слабой антилокализации (WAL) при $T < 3$ К (Рис. 2). В области слабой локализации обнаружено отрицательное низкотемпературное магнетосопротивление величиной порядка 1%, переход от WAL к WL имеет место при $B \approx 0.2$ кЭ.

Данные экспериментов анализируются в рамках многоканальной компенсированной модели Кондо

[4] для d_0 -магнитных материалов [5] с учетом спин-орбитального взаимодействия [6].

Работа частично выполнена на оборудовании ресурсного центра электрофизических методов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». Мы благодарим д-ра Дмитрия Смирнова (National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA) за помощь в проведении измерений в сильном магнитном поле. Работа поддержана грантами РФФИ (проекты # 19-07-01090А и # 20-07-00813А).

Литература

1. M.N. Gurusinghe et al. // *Physical Review B*, V. 72, 045316 (2005).
2. I. O. Mayboroda et al. // *Journal of Surface Investigation*, V. 11(6), 1135 (2017).
3. L L Lev et al. // *Nature Communications*, V. 9, article number: 2653, 1 (2018).
4. T. A. Costi et al. // *Physical Review Letters*, V. 102, 056802 (2009).
5. M. Kapilashrami et al. *Journal of Physics: Condensed Matter*, V. 22, 345004 (2010).
6. S. Hikami et al. // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, V. 63, 707 (1980).

Оптимизация метода матриц рассеяния с применением теории возмущений

А.А. Шарапов^{1,*}, Т. Weiss², Н.А. Гиппиус¹

¹ Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, Москва, 121205.

² University of Stuttgart, 4th Physics Institute, Pfaffenwaldring 57, Stuttgart, 70569.

*andrey.sharapov@skoltech.ru

Предложена оптимизация Фурье модального метода расчёта периодических дифракционных решёток, в разбиении исходной задачи большой размерности на подзадачи по амплитудам гармоник. Решение представляется в виде собственных значений подзадачи для наибольших амплитуд гармоник и поправок к этим значениям, вычисленным с применением теории возмущения.

Введение

В настоящее время актуальной задачей нано-оптики является расчёт электромагнитных волн в таких структурах, как фотонные кристаллы, метаматериалы и дифракционные оптические элементы. Для исследования периодических дифракционных решёток широко применяется Фурье модальный метод (ФММ).

Метод оптимизации

В стандартном алгоритме ФММ единственным источником неточности результата служит ограничение количества учитываемых мод [1]. Учёт большего числа Фурье гармоник приводит, с одной стороны, к увеличению точности решения, а с другой стороны, к кубическому росту времени соответствующих вычислений.

В работе предлагается способ модификации алгоритма электродинамических расчётов в периодических структурах, который позволяет получить более высокую точность результатов, не увеличивая при этом время расчёта.

Ключевой операцией, определяющей вычислительную сложность для данного алгоритма, является решение задачи на собственные значения. Способ оптимизации состоит в разбиении исходной задачи большой размерности на подзадачи по амплитудам гармоник. Подзадачу с матричными элементами, соответствующими наибольшим амплитудам гармоник, необходимо рассчитывать стандартным способом – решая задачу на собственные значения. Остальные подзадачи предлагается рассчитывать, используя подход теории возмущений. При реализации данного подхода отсутствует необходимость поиска собственных значений больших матриц, и таким образом, расчёты сводятся к перемножению и суммированию матриц, что требует меньше вычислительных ресурсов.

Разработанный метод позволит осуществлять расчёты сложных структур современной нано-оптики.

Литература

1. Weiss, T., Granet, G., Gippius, N. A. *et al.* // *Optics Express*, 17(10), 8051-8061 (2009).

Терагерцовые лазеры на комбинационном рассеянии света донорами в кремнии

В.Н. Шастин^{1,*}, Р.Х. Жукавин¹, S.G. Pavlov², Н.-W. Hübers^{2,3}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, Россия, 607680.

² Institute of Optical Sensor Systems, German Aerospace Center (DLR), Rutherfordstr. 2, Berlin, Germany, 12489.

³ Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin Newtonstr. 15, Berlin, Germany, 12489.

*Shastin@ipmras.ru

Обсуждаются принцип действия и особенности источников терагерцового (4.5-6.5 ТГц) когерентного излучения, в основе которых лежит процесс вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) электронами доноров V группы (Sb, P, As, Bi) в кремнии (electronic Raman). Приводятся данные экспериментального исследования, и они сопоставляются с теоретическими представлениями.

Введение

Высокий уровень технологии роста и легирования, прозрачность кристалла в диапазоне длин волн 1.3÷6.5 мкм, оптическая стойкость ($1\div 4$ ГВт/см²) и высокая теплопроводность (148 Вт/м К) делают кремний перспективной средой для создания источников когерентного излучения ИК-диапазона. В 2000 г. появился первый лазер на внутрицентровых переходах доноров в кремнии [1], а в 2004 г. были продемонстрированы первые кремниевые SR (Stokes Raman) лазеры с излучением на длинах волн 1.67÷1.79 мкм [2, 3]. Лазеры типа SR преобразуют излучение накачки в излучение меньшей частоты (стоксов процесс ВКР) при рассеянии на оптических фононах, энергия кванта которых в кремнии составляет ~ 64.5 мэВ. Для краткости будим обозначать их в тексте как PhSR лазер (Ph -фонон). Реализован и вариант каскадного PhSR лазера с $\lambda=1.848$ мкм, в котором стоксов сдвиг частоты соответствовал энергии двух оптических фононов ~ 129 мэВ [4]. Отмечается перспективность продвижения таких лазеров до 2-7 мкм [5].

DSR лазер на донорах в кремнии

Доклад сфокусирован на SR лазерах другого типа, механизм которых обусловлен рассеянием излучения накачки на донорах в кремнии (DSR). Ключевую роль здесь играют оптические внутрицентровые переходы, а частота излучения смещена в диапазон 46÷66 мкм (4.5÷6.5 ТГц) дальнего ИК-излучения. К настоящему времени эффект получен на донорах V группы (Sb, P, As, Bi) в кристаллическом кремнии при охлаждении кристалла до гелиевых температур $T < 20$ К [6]. Формально он описывается во втором порядке теории возмущений но

его можно понять используя понятие виртуального состояния v . Это состояние p -типа отстоит от основного $1s(A_1)$ состояния донора ($g.s.$) на величину энергии кванта накачки и оптически разрешенный переход $v \rightarrow 1s(E)$, обеспечивает SR усиление компоненты Стокса. Заметим, что $1s(E)$ является возбужденным состоянием донора. При этом максимально возможную интенсивность SR излучения ограничена темпом распада (релаксации) этого состояния в $g.s.$ на спонтанно излучаемых фононах. В донорах V группы в кремнии доминируют фононы, которые обеспечивают междолинные переходы. На Рисунке 1 показано различие процессов излучения двух типов лазеров. И в PhSR и в DSR процессах участвуют электроны. В первом случае они являются посредниками, которые в итоге сохраняют свое начальное состояние, но на переходе между виртуальными состояниями связывают фотоны и фононы. В случае DSR виртуальное состояние одно и этого достаточно чтобы обеспечить излучение стоксовой компоненты на $v \rightarrow 1s(E)$ переходе. Распад $1s(E)$ в состояние $g.s.$ не является составляющей процесса комбинационного рассеяния и может при выполнении законов сохранения энергии и импульса (волнового вектора) происходить с излучением различных фононов. Для доноров V группы доминирующими являются междолинные фононы [7]. На Рисунке 2 показаны частоты стимулированного SR излучения как функция частот накачки для доноров кремния. Эксперимент выполнялся на образцах с концентрацией $N_d=3\div 4 \times 10^{15}$ см⁻³ легирования и компенсацией $K < 10^{-2}$. Каждый образец имел форму прямоугольного параллелепипеда размерами $\sim 7 \times 7 \times 5$ мм³ и являлся резонатором на модах “полного” внутреннего отражения. Источником накачки служил перестраиваемый по частоте импульсный

лазер ИК-диапазона на свободных электронах FE-LIX (Нидерланды). Импульсы накачки представляют собой макроимпульсы длительностью 6 мкс, следующие с частотой 10 Гц. Каждый макроимпульс состоит из микроимпульсов длительностью порядка 10 пс мощностью до 10 МВт, разделенных временным интервалом 1 нс. Спектр излучения измерялся Фурье спектрометром с разрешением $\sim 0.3 \text{ см}^{-1}$ [6]. По данным измерений пороговая плотность потока фотонов накачки находится в интервале от $4 \cdot 10^{23}$ до $2 \cdot 10^{24}$ квант/см² сек, что зависит от типа донора и добротности резонатора. Стоксов коэффициент усиления по тем же данным составляет величину $R > 3 \times 10^2 \text{ см/GW}$, а коэффициент усиления $\alpha = R \times I$, где I (GW/см²)-плотность интенсивности накачки. При $I = 1 \text{ MW/см}^2$ $\alpha = 0.3 \text{ см}^{-1}$. Для сравнения в PhSR лазере стоксов коэффициент усиления на 1.55 мкм не превышает 20 см/GW и согласно теории падает пропорционально $1/\lambda$ [7]. Представленные результаты показывают перспективность ВКР лазеров на донорах и акцепторах в полупроводниках. В частности интерес могут представлять и двойные доноры в кремнии. Так в нейтральном доноре магния Mg по данным измерений темп релаксации возбужденных состояний этого центра оказывается ~ 10 пс, что может способствовать SR эффекту.

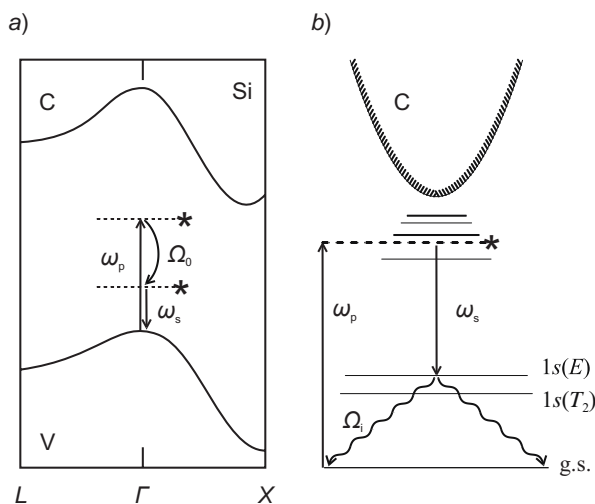


Рис. 1. Схемы процессов излучения Стокса в PhSR (a) и DSR (b) лазерах на кремнии, ω_p -частота накачки, ω_s -частота Стокса, Ω_0 – частота оптических фононов (Г точка Бриллюэна) и Ω -частоты междолинных фононов, пунктир означает электронные виртуальные состояния перехода. $1s(E)$, $1s(T_2)$ и g.s. – возбужденные и основное состояния донора

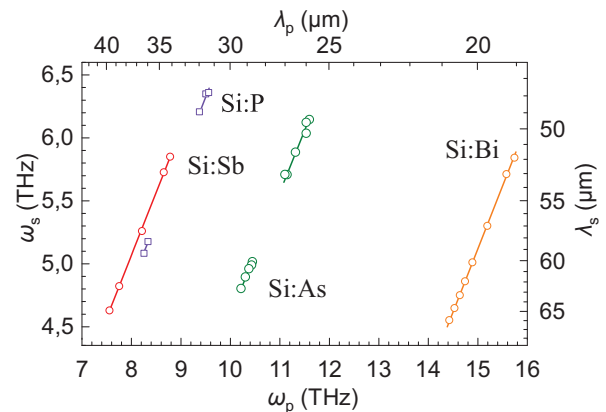


Рис. 2. Зависимость частоты (длины волны) излучения Стокса от частоты (длины волны) излучения накачки для доноров V группы в кремнии

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (проект № 19-02-00979 и совместный российско-германский проект № 18-502-12077-ННИО и 389056032).

Литература

1. S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E.Orlova *et al.* // *Physical Review Letters*, V. 84, 5220 (2000).
2. O. Boyraz, B. Jalali. // *Optics Express*, V. 12, 5269 (2004).
3. H. Rong, R. Jones, A. Liu *et al.* // *Nature*, V. 433, 725 (2005).
4. H. Rong, S. Xu, O. Cohen *et al.* // *Nature Photonics*, V. 2, 170 (2008).
5. B. Jalali, V. Raghunathan, R. Shori *et al.* // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V. 12, 1618 (2006).
6. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin, H.-W. Hübers // *Physical Status Solidi (b)*, V. 250, 9 (2013).
7. V. V. Tsyplenkov, E. V. Demidov, K. A. Kovalevsky *et al.* // *Semiconductors*, V. 42, 1016 (2008).
8. O. Boyraz. // in *Optical Interconnects: The silicon approach*, L. Pavesi and G. Guillot, Eds., Springer Series in Optical Sciences. Berlin, Germany: Springer-Verlag, V. 119 (2006).

Демонстрация нескольких ветвей магнанных возбуждений в магнитном Вейлевском полуметалле $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$

О.О. Швецов¹, В.Д. Есин¹, А.В. Тимонина¹, Н.Н. Колесников¹, Э.В. Девятков^{1§}

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт через трёхмерный монокристаллический образец $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, который является Вейлевским полуметаллом с нарушением симметрии по обращению времени. Мы продемонстрировали $dV/dI(I)$ характеристики с асимметричными пиками дифференциального сопротивления. Данное поведение подобно известному для возбуждения спин-волновых мод в ферромагнитных мультислоях. В отличие от экспериментов на мультислоях, мы обнаружили сосуществование нескольких магнанных мод при малых (на пять порядков меньших) $\approx 10^4$ А/см² плотностях тока. Такие спин-волновые моды соответствуют предсказанным для Вейлевских полуметаллов новым магнанным возбуждениям, возникающим в силу связи между двумя магнитными моментами через Вейлевский фермион.

Введение

В Вейлевских полуметаллах, в силу нарушения пространственной симметрии или симметрии по обращению времени, каждая Дираковская точка (представляющая собой специальную точку зоны Брюллиэна с трёхмерным линейным спектром) расщепляется на два Вейлевских узла с противоположными киральностями [1]. Большинство экспериментально исследованных Вейлевских полуметаллов являются нецентросимметричными кристаллами, и для них были продемонстрированы поверхностные состояния типа Ферми-арок при помощи фотоэмиссии с угловым разрешением [2,3]. В то же время, существует только несколько кандидатов на роль Вейлевского полуметалла с нарушением симметрии по обращению времени, в частности, $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ [4,5]. Магнитноупорядоченные материалы допускают наличие возбуждений типа спиновых волн, или магнонов. Например, хорошо известно возбуждение магнонов электрическим током в ферромагнитных мультислоях при больших плотностях тока $\approx 10^9$ А/см². В то же время, возможность стимулирования динамики магнетизации электрическим полем была предсказана для Вейлевских полуметаллов, где, например, были предсказаны новые магнанные моды [6]. Данные моды могут быть интерпретированы как результат связи между двумя магнитными моментами посредством обмена Вейлевским фермионом [6].

Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали электронный транспорт через трёхмерный монокристаллический образец $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, который является Вейлевским полуметаллом с нарушением симметрии по обращению времени.

Мы продемонстрировали $dV/dI(I)$ характеристики с асимметричными пиками дифференциального сопротивления. Данное поведение подобно известному для возбуждения спин-волновых мод в ферромагнитных мультислоях.

В отличие от экспериментов на мультислоях, мы обнаружили сосуществование нескольких магнанных мод при малых (на пять порядков меньших) $\approx 10^4$ А/см² плотностях тока. Такие спин-волновые моды соответствуют предсказанным для Вейлевских полуметаллов новым магнанным возбуждениям, возникающим в силу связи между двумя магнитными моментами через Вейлевский фермион.

В рамках данной интерпретации так же могут быть объяснены обнаруженные расщепления магнанных линий в сильных магнитных полях.

Наличие эффектов токового возбуждения спиновых волн при низких плотностях тока делает Вейлевский полуметалл $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ удобным материалом для спинтроники.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203), госзадания ИФТТ РАН, и программ РАН.

Литература

1. См. Недавний обзор N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* 90, 15001 (2018).
2. P.K. Das, D.D. Sante, I. Vobornik, J. Fujii, T. Okuda, E. Bruyer, A. Gyenis, B.E. Feldman, J. Tao, R. Ciancio, G. Rossi, M.N. Ali, S. Picozzi, A. Yazdani, G. Panaccione, and R.J. Cava, *Nature Comm.* 7, 10847 (2016).
3. B. Feng, Y.-H. Chan, Y. Feng, R.-Y. Liu, M.-Y. Chou, K. Kuroda, K. Yaji, A. Harasawa, P. Moras, A. Barinov, W. Malaeb, C. Bareille, T. Kon-
do, S. Shin, F. Komori, T.-C. Chiang, Y. Shi, and I. Matsuda, *Phys Rev B* 94, 195134 (2016).
4. Enke Liu, Yan Sun, Nitesh Kumar, Lukas Muechler, Aili Sun, Lin Jiao, Shuo-Ying Yang, Defa Liu, Aiji Liang, Qi-unan Xu, Johannes Kroder, Vicky Süss, Horst Borrmann, Chandra Shekhar, Zhaosheng Wang, Chuanying Xi, Wenhong Wang, Walter Schnelle, Steffen Wirth, Yulin Chen, Sebastian T. B. Goennenwein, and Claudia Felser, *Nature Physics* 14, 1125 (2018).
5. Qi Wang, Yuanfeng Xu, Rui Lou, Zhonghao Liu, Man Li, Yaobo Huang, Dawei Shen, Hongming Weng, Shancai Wang and Hechang Lei, *Nature Communications* 9, 3681 (2018).
6. Jimmy A. Hutasoit, Jiadong Zang, Radu Roiban, and Chao-Xing Liu, *Phys. Rev. B* 90, 134409 (2014).

Нелинейный эффект Холла в трехмерных Вейлевском и Дираковском полуметаллах

О.О. Швецов¹, В.Д. Есин¹, А.В. Тимонина¹, Н.Н. Колесников¹, Э.В. Девятков¹

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

Мы экспериментально исследовали нелинейный эффект Холла в трехмерных монокристаллах WTe₂ и Cd₃As₂, являющиеся Вейлевским и Дираковским полуметаллами соответственно. Мы наблюдали конечное Холловское напряжение на второй гармонике, которое квадратично зависит от продольно протекающего тока в нулевом магнитном поле. Несмотря на то, что наблюдаемое хорошо соответствует теоретическим предсказаниям, только зависимость от магнитного поля позволяет отличить нелинейный эффект Холла от термоэлектрического отклика. Мы демонстрируем, что Холловское напряжение на второй гармонике имеет нечетную зависимость от направления магнитного поля, что является сильным аргументом в пользу эффектов намагничивания тока. Напротив, сигнал термоэдс, превышающий, на порядок, по величине Холловский сигнал, не зависит от направления магнитного поля.

Введение

Нелинейный эффект Холла был предсказан в широком классе материалов, обладающих симметрией по обращению времени [1-5]. Возникновение эффекта обусловлено наличием отличной от нуля кривизной Берри в импульсном пространстве. Было предложено три класса материалов-кандидатов [4]: топологические кристаллические изоляторы, двумерные диалкогениды переходных металлов и трехмерные полуметаллы Вейля и Дирака.

Недавно сообщалось о наличии нелинейного эффекта Холла для слоистых диалкогенидов переходных металлов [6-7], что подталкивает на поиск нелинейного эффекта Холла, индуцированного диполем Берри, в трехмерных кристаллах. Полуметаллы Дирака и Вейля являются превосходными кандидатами, поскольку в объемном спектре имеется защищенная симметрией коническая дисперсия. Этот спектр был экспериментально подтвержден фотоэмиссионной спектроскопией с угловым разрешением (ARPES), для материала Cd₃As₂ [8-9] и WTe [10-11], являющиеся дираковским и вейлевским полуметаллами соответственно.

В ранних экспериментах, на двумерном WTe₂ [6-7], напряжение Холла, измеренное на второй гармонике, квадратично зависит от продольно протекающего тока. С другой стороны, топологические материалы характеризуются сильным термоэлектрическим откликом, который также проявляется в виде квадратичного по току сигнала, измеренного на второй гармонике.

По этой причине важно проводить экспериментальное различие между эффектом НЭХ, индуци-

рованным диполем Берри, и термоэлектрическим откликом при поиске эффекта НЭХ в немагнитных материалах.

Полученные результаты

Мы экспериментально исследовали нелинейный эффект Холла в трехмерных монокристаллах WTe₂ и Cd₃As₂, являющиеся Вейлевским и Дираковским полуметаллами соответственно. Мы наблюдали конечное Холловское напряжение на второй гармонике, которое квадратично зависит от продольно протекающего тока в нулевом магнитном поле.

Несмотря на то, что наблюдаемое хорошо соответствует теоретическим предсказаниям, только зависимость от магнитного поля позволяет отличить нелинейный эффект Холла от термоэлектрического отклика. Мы демонстрируем, что Холловское напряжение на второй гармонике имеет нечетную зависимость от направления магнитного поля, что является сильным аргументом в пользу эффектов намагничивания тока.

Напротив, сигнал термоэдс, превышающий, на порядок, по величине Холловский сигнал, не зависит от направления магнитного поля.

Благодарности

Мы выражаем благодарность Л.Е. Голубу, Ю.С. Барашу и В.Т. Долгополову за плодотворные дискуссии по поводу данной работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203), госзадания ИФТТ РАН, и программ РАН.

Литература

1. E. Deyo, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, and B. Spivak, arXiv:0904.1917 (2009)
2. L.E. Golub, E.L. Ivchenko, B.Z. Spivak, JETP Letters, 105, 782 (2017)
3. J. E. Moore and J. Orenstein, Phys. Rev. Lett., 105, 026805 (2010).
4. Inti Sodemann and Liang Fu, Phys. Rev. Lett., 115, 216806 (2015).
5. T. Low, Y. Jiang, and F. Guinea, Physical Review B 92, 235447 (2015).
6. Kaifei Kang, Tingxin Li, Egon Sohn, Jie Shan, Kin Fai Mak, arXiv:1809.08744 (2018).
7. Qiong Ma, et al., arXiv:1809.09279 (2018).
8. Z. K. Liu, J. Jiang, B. Zhou, Z. J. Wang, Y. Zhang, H. M. Weng, D. Prabhakaran, S. K. Mo, H. Peng, P. Dudin, T. Kim, M. Hoesch, Z. Fang, X. Dai, Z. X. Shen, D. L. Feng, Z. Hussain, and Y. L. Chen, Nat. Mater. 13, 677 (2014), 10.1038/nmat3990.
9. S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Bu'chner, and R. J. Cava Phys. Rev. Lett. 113, 027603 (2014), 10.1103/physrevlett.113.027603.
10. Ch. Wang, Y. Zhang, J. Huang, S. Nie, G. Liu, A. Liang, Yu. Zhang, B. Shen, J. Liu, C. Hu, Y. Ding, D. Liu, Y. Hu, S. He, L. Zhao, L. Yu, J. Hu, J. Wei, Z. Mao, Y. Shi, X. Jia, F. Zhang, S. Zhang, F. Yang, Z. Wang, Q. Peng, H. Weng, X. Dai, Z. Fang, Z. Xu, C. Chen, and X.J. Zhou, Phys. Rev. B 94, 241119(R) (2016)
11. Y. Wu, D. Mou, N.H. Jo, K. Sun, L. Huang, S.L. Budko, P.C. Canfield, A. Kaminski, Phys. Rev. B 94, 121113(R) (2016).

Особенности квантования проводимости в мемристивных структурах на основе поли-п-ксилилена

Б.С. Швецов^{1, 2, *}, А.А. Миннеханов², А.В. Емельянов^{2, 3}, В.В. Рыльков^{2, 4}, В.А. Демин²

1 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

2 Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 123098.

3 Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Институт нано-, био-, информационных, когнитивных и социогуманитарных наук и технологий, Москва, 123098.

4 Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., 141190.

*b.shvetsov15@physics.msu.ru

В мемристивных структурах Me/PPX/ITO был экспериментально обнаружен эффект квантования проводимости, заключающийся в появлении полупроводящих значений квантов проводимости при переключении из высокоомного в низкоомное состояние и наоборот. В работе изучено влияние верхнего электрода на этот эффект, а также различия между квантованием в процессе роста металлического филамента и в процессе его разрушения. Предложены оптимальные условия для измерения эффекта квантования проводимости в мемристивных структурах.

Введение

Мемристор – это устройство, электрическое сопротивление которого изменяется в зависимости от протекшего через него заряда [1]. Его главное свойство – нелинейная вольтамперная характеристика, обладающая гистерезисом. Мемристор представляет собой два электрода, между которыми находится диэлектрик – в нашем случае это органический полимер поли-п-ксилилен (также париллен, или PPX). Материалы на основе PPX нашли широкое применение в электронике и электротехнике благодаря простому и доступному производству, гибкости и биосовместимости [2].

Наблюдаемые эффекты резистивного переключения можно объяснить образованием/разрушением (в зависимости от знака напряжения) проводящих металлических мостиков (conductive bridges) в слое PPX [3]. Предполагается, что катионы металла верхнего электрода под действием положительного напряжения мигрируют в слой PPX к нижнему электроду, где восстанавливаются и образуют проводящий мостик, замыкающий верхний и нижний электроды. Таким образом, при определенной величине приложенного положительного напряжения сопротивление мемристора уменьшается, и структура переходит в низкоомное состояние. И наоборот, при приложении отрицательного напряжения наиболее тонкий конец мостика вблизи верхнего электрода разрушается, часть ионов металла воз-

вращается обратно, и структура переключается в высокоомное состояние.

В последнее время привлекают внимание дополнительные эффекты, сопровождающие резистивные переключения мемристоров. Одним из таких эффектов является эффект квантования проводимости при образовании или разрыве проводящих нитей при комнатной температуре [4]. Так как такие проводящие нити являются квазиодномерными металлическими проводниками, можно считать, что их проводимость может быть квантована в квантах проводимости $G_0 = 2e^2/h$, где e - заряд электрона, и h - постоянная Планка.

Целью этой работы стало сравнение квантований проводимости при переключении из проводящего в непроводящего и наоборот.

Методика эксперимента

Были изучены мемристивные структуры Me/PPX/ITO. Слои PPX (толщиной ~ 100 нм) осадили на стеклянную подложку с нанесенным слоем ITO, выступающим в качестве нижнего электрода, методом газовой фазной полимеризации.

В качестве верхнего металлического электрода выступали слои меди (Cu), серебра (Ag) и алюминия (Al) (толщиной ~ 500 нм), полученный ионным или термическим распылением через теньевую маску. Размеры верхних электродов составляли 0.2×0.5 мм².

Мемристовые структуры Me/PPX/ITO были изучены с использованием аналитической зондовой станции Cascade Microtech PM5. Электрические измерения проводились с помощью источника-измерителя Keithley 2636B, запрограммированного в LabView.

Результаты и обсуждение

Квантование проводимости наблюдается в образцах при измерении вольтамперной характеристики с медленным изменением напряжения (0,001 В/с) при переходе из низко- в высокоомное состояние (рис. 1) и медленным изменением тока (10^{-8} А/с) при переходе из высоко- в низкоомное состояние (рис. 2).

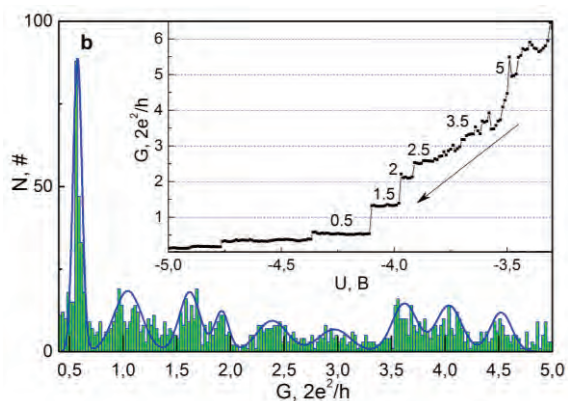


Рис. 1. Гистограмма количества квантов при переключении из низкоомного состояния в высокоомное для образцов Cu/PPX/ITO

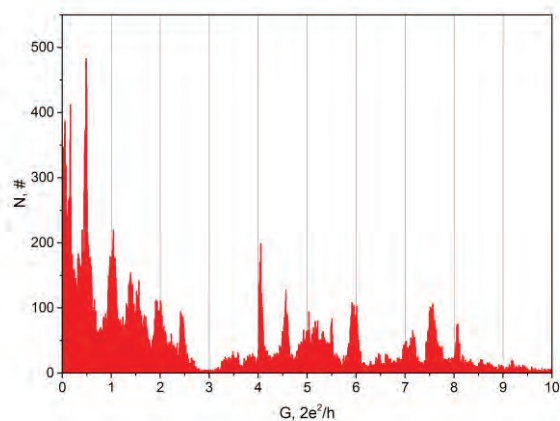


Рис. 2. Гистограмма количества квантов при переключении из высокоомного состояния в низкоомное для образцов Cu/PPX/ITO

Также, во время измерений был обнаружен определенный эффект квантования: проводимость квантуется не только целыми квантами проводимости G_0 , но и полуцелыми.

Этот результат оказался несколько неожиданным, так как в мемристорах с переключениями по механизму электрохимической металлизации обычно наблюдается только целочисленные кванты проводимости. При этом эффект квантования проводимости в мемристорах на основе PPX не был обнаружен ранее.

Заключение

В работе впервые обнаружен эффект квантования проводимости для мемристовых структур Me/PPX/ITO. Был описан метод и предложены оптимальные условия для измерения эффекта квантования проводимости. Это явление может быть полезным для разработки инновационных вычислительных устройств.

Благодарности

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (гранты 18-37-20014, 20-07-00696) на оборудовании ресурсных центров (НИЦ Курчатовский институт).

Литература

1. Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R. et al. The missing memristor found // *Nature*. - 2008. - Vols. 453. P. 80-83.
2. Siddiqui G.U., Rehman M.M., Yang Y.J., Choi K.H. A Two-Dimensional Hexagonal Boron Nitride/Polymer Nanocomposite for Flexible Resistive Switching Devices // *J. Mater. Chem. C*. 2017. V. 5. P. 862.
3. Lee J.S., Lee S., Noh T.W. Resistive switching phenomena: A review of statistical physics approaches // *Applied Physics Reviews*. - 2015. - Vol. 2. P. 031303.
4. Anton A., Minnekhanov et al. On the resistive switching mechanism of parylene-based memristive devices // *Organic Electronics*. - 2019. - Vol. 74. - P. 89-95.

Антиотражающие покрытия на основе массивов субмикронных частиц германия и кремния

А.А. Шкляев^{1,2,*}, Д.Е. Уткин^{1,2}, К.В. Аникин¹, С.Л. Вебер³

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

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

3 Международный томографический центр СО РАН, ул. Институтская, 3а, Новосибирск, 630090.

*shklyayev@isp.nsc.ru

Покрытия из плотных массивов субмикронных частиц германия на плёнках SiO₂ были получены, используя явление несмачиваемости. Процесс несмачиваемости исследован в зависимости от толщины исходного сплошного слоя Ge на SiO₂ и температуры отжига. Реализована технология получения массивов упорядоченных частиц Ge и Si на SiO₂ с помощью электронной литографии и метода «взрыва» (lift-off), не требующая проведения плазмохимического травления. Измерены спектры отражения таких структур в зависимости от размера частиц. Полученные результаты характеризуют массивы из субмикронных частиц Ge и Si как эффективные антиотражающие покрытия.

Введение

Диэлектрические частицы являются эффективным инструментом для манипулирования светом с длиной волны λ при выполнении соотношения $\lambda \sim nd$, где n - показатель преломления и d - размер частиц. При таких условиях в частицах возникают магнитные и электрические резонансы Ми [1]. При этом частицы Ge и Si ведут себя как диэлектрические с показателем преломления 4 и более в зависимости от длины волны света. Для применений в видимой и ближней инфракрасной области спектра их размер должен быть субмикронным (0.1-0.5 мкм).

Формирование частиц Ge на SiO₂ при несмачиваемости

Один из самых простых и эффективных методов получения массивов частиц основан на использовании явления несмачиваемости поверхностей. Нами было исследовано образование субмикрон-

ных частиц Ge на несмачиваемых поверхностях пленок SiO₂. Для этого на поверхность плёнки SiO₂ на подложках Si проводилось осаждение слоёв Ge разной толщины (от 10 до 86 нм). После извлечения их на воздух и разрезания на образцы, они отжигались в вакууме при разных температурах. Ранее нами было установлено, что слои Ge, выращенные при 300-350 °С и использовании электронно-лучевого напыления, были термически более устойчивыми и трансформировались в массивы частиц Ge только при нагреве выше температуры плавления Ge, то есть в результате жидкофазной несмачиваемости [2]. В данном исследовании нами использовались слои Ge, выращенные при комнатной температуре и осажённые из ячейки Кнудсена.

Такие слои были термически менее устойчивыми и трансформировались в массивы частиц при температурах, начиная с 600 °С (Рис. 1).

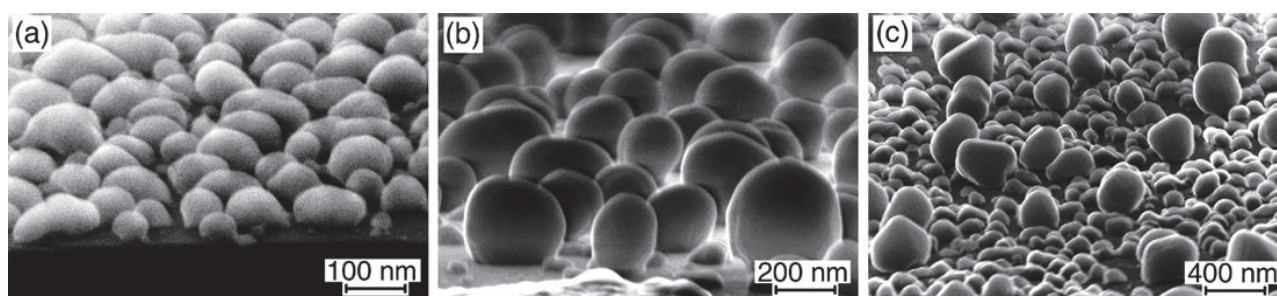


Рис. 1. Показаны СЭМ изображения массивов частиц Ge на поверхности плёнок SiO₂, полученных после отжигов при температуре 600 °С и выше в зависимости от толщины осажённого слоя Ge: 40, 60 и 86 нм на (а), (b) и (с) соответственно

Распад слоёв Ge на SiO₂ при отжигах происходил в результате явления твёрдофазной несмачиваемости. При толщинах слоёв Ge от 10 до 40 нм он происходил по спинодальному механизму, который приводил к образованию однородного и плотного массива частиц Ge субмикронного размера. Более толстые слои Ge распались неоднородно по поверхности. Это приводило к образованию частиц с бимодальным распределением, которые различались по размеру и форме. Анализ формы частиц показал, что их большие значения контактных углов и геометрического фактора (высота частиц, делённая на их поперечный размер) являются результатом того, что энергия границы раздела частица Ge/SiO₂ больше, чем поверхностная энергия SiO₂. Проведённое нами исследование определяет условия получения поверхностных покрытий диэлектрическими частицами Ge субмикронного размера посредством несмачивания в зависимости от толщины слоя Ge и температуры отжига.

Упорядоченные частицы Ge и Si

Нами разрабатывается технология изготовления упорядоченных частиц Ge и Si с использованием электронно-лучевой и обратной (взрывной) литографий (Рис. 2а). Для этого осаждение Ge проводилось без нагрева подложки, то есть при температуре близкой к комнатной. Это означает, что в качестве подложек могут быть использованы любые материалы, пригодные для литографических процессов.

Спектры отражения света, нормированные на отражение от участков поверхности не покрытых дисками, показывают наличие глубоких минимумов (Рис. 2б). Известно, что наиболее глубокие минимумы возникают за счёт возбуждения в диэлектрических частицах магнитных дипольных резонансов [1], для которых довольно точно выполняется соотношение $\lambda \sim nd$. Его применение к нашим данным для Ge дало $n \approx 4.5$, которое только немного превышает известное значение показателя преломления Ge (около 4.2-4.3) в используемом оптическом диапазоне.

Благодаря возбуждению в диэлектрических частицах магнитных и электрических резонансов отражение света может уменьшаться в несколько раз. При этом диссипация энергии является незначительной, то есть падающее излучение преимущественно направляется в подложку. В этом состоит преимущество диэлектрических частиц над метал-

лическими, которые поглощают значительную часть падающего на них излучения.

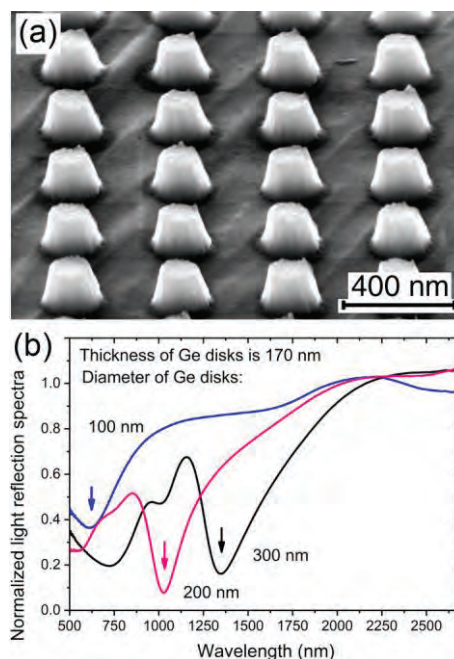


Рис. 2. (а) СЭМ-изображение дисков Ge (усечённых конусов) диаметром около 200 нм у основания и высотой 120 нм. Изображения были получены при угле наклона образца около 45°. (б) Спектры отражения света от участков поверхности, покрытых дисками Ge разного диаметра (100, 200 и 300 нм) и высотой 170 нм

В заключение отметим, что покрытия из частиц Ge субмикронного размера имеют высокий потенциал применения в качестве антиотражающих покрытий с низким коэффициентом диссипации падающего излучения. Частицы одинакового размера за счёт их магнитных и электрических резонансов в узких участках спектра, определённых размером частиц, могут быть использованы в качестве селективных антиотражающих покрытий. Покрытия из плотных массивов частиц разного размера, получаемых благодаря явлению несмачиваемости, представляют интерес для широкого спектрального диапазона.

Работа проводилась при поддержке РНФ, грант № 19-72-30023 (материаловедение), и РФФИ, грант № 18-29-20066 (оптические свойства). В экспериментах использовалось оборудование АТИЦ НГУ.

Литература

1. A.I. Kuznetsov *et al.* // Science, V. 354, aag2472 (2016).
2. С. Dabard, A.A. Shklyayev, V.A. Armbrister, A.L. Aseev // Thin Solid Films, V. 693, 137681 (2020).

Моделирование характеристик биполярных транзисторов на структурах «кремний на изоляторе» при воздействии гамма – нейтронного излучения

Т.А. Шоболова¹, С.В. Оболенский^{2*}, Ю.А. Кабальнов¹

¹ Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е.Седакова», ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137.

² ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

*obolensk@rf.unn.ru

В работе с помощью численного моделирования в САПР TCAD (Synopsys) исследовано влияние диффузионных и дрейфовых процессов транспорта носителей заряда в трехмерном приближении и впервые показана возможность создания на пластинах «кремний на изоляторе» биполярного транзистора со значительным коэффициентом усиления и повышенным уровнем радиационной стойкости.

Введение

Структуры «кремний на изоляторе» (КНИ) получили широкое распространение при изготовлении радиационно-стойкой элементной базы [1]. Так как приборный слой кремния в КНИ структурах ограничен со стороны подложки «захороненным» диэлектриком и его толщина обычно не превышает 200 нм, изготовление биполярных транзисторов с традиционной вертикальной структурой крайне затруднено [2].

Использование планарной конструкции транзистора в ее традиционном исполнении приводит к резкому снижению параметров транзистора из-за сильной паразитной инжекции основных носителей заряда из базы в эмиттер [3].

Актуальным является создание биполярного транзистора иной планарной геометрии, обеспечивающей улучшенные характеристики устройства, в том числе после гамма и нейтронного облучения. Рост эффективности работы предложенного транзистора по сравнению с транзистором, имеющим традиционную конструкцию, обусловлен особенностями трехмерного характера транспорта электронов и дырок через базу транзистора. В работе проведен анализ взаимного влияния нескольких процессов на эффективность работы прибора: инжекции носителей заряда из базы в эмиттер, интенсивности рекомбинации электронов и дырок в базе, вклада поперечного (т.е. в направлении ортогональном к

направлению тока эмиттер-коллектор) сопротивления базы. Рассчитана радиационная стойкость предложенного прибора.

Исследуемые транзисторы

Исследуемый кремниевый субмикронный биполярный транзистор прп - типа на КНИ (рис.1а) был смоделирован в САПР TCAD (Synopsys). Для уменьшения сопротивления контактов, концентрации приконтактных областей эмиттера и коллектора были выбраны 10^{19} см⁻³.

Длина базы, определялась проектными нормами производственной линейки и равна 0,35 мкм. Контакт к базе моделировался точечным, смещенным к краю базы и имеющим пренебрежимо малое контактное сопротивление.

Ширина транзистора определялась посредством анализа эффективности функционирования транзистора по результатам расчета вольтамперных характеристик (ВАХ) устройства до и после гамма и гамма-нейтронного облучения.

Для сравнения исследовался традиционный планарный кремниевый субмикронный биполярный транзистор прп - типа с латеральным контактом к базе (рис.1б). Геометрия и концентрации областей такого транзистора были аналогичны исследуемому.

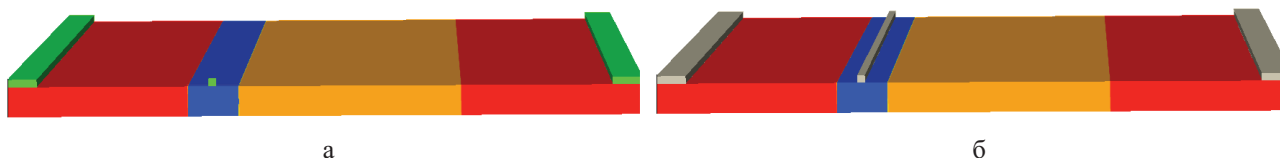


Рис. 1. Конструкция кремниевого биполярного транзистора: а) с боковым контактом к базе; б) с латеральным контактом к базе

Методика расчета

Численное моделирование транспорта носителей с учетом гамма-нейтронного воздействия, выполняли при помощи САПР TCAD (Synopsys). Расчеты проводились в 3D квазигидродинамическом приближении. Данная модель содержит систему уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, выражения для плотностей токов и потоков энергии электронов и дырок [4]. Анализ воздействия облучения оценивался путем учета влияния образовавшихся неподвижных положительных зарядов в диэлектрике вблизи границы Si/SiO₂, а также путем изменения концентрации, подвижности и скорости носителей заряда по данным [5].

Результаты и обсуждение

Увеличение ширины транзистора ограничено двумя взаимосвязанными эффектами: инжекция носителей заряда и изменение сопротивления базы, связанное с уменьшением или увеличением ширины базы. В таблице 1 приведены характеристики биполярных транзисторов разной ширины.

Таблица 1. Характеристики исследуемых транзисторов разной ширины до и после гамма-облучения.

Ширина транзистора, мкм	U _б , В	I _к , А	I _к , А (10 ⁶ рад)	β	β (10 ⁶ рад)
0,2	0,7	4,6·10 ⁻⁷	7,4·10 ⁻⁴	6,7	отказ
3	0,7	6,3·10 ⁻⁶	6,6·10 ⁻⁴	19	отказ
5	0,7	2,7·10 ⁻⁵	7,8·10 ⁻⁴	120	120
7	0,7	2,5·10 ⁻⁵	6,7·10 ⁻⁴	120	120
10	0,7	2,1·10 ⁻⁵	5,4·10 ⁻⁴	120	120

Транзисторы шириной менее 5 мкм отказывают при воздействии гамма-излучением дозой 10⁶ рад. Заметен вклад увеличения сопротивления базы при увеличении ширины транзистора при 7, 10 мкм. Таким образом, была подобрана оптимальная ши-

рина транзистора равная 5 мкм. Результаты моделирования работы биполярных транзисторов до и после гамма-облучения приведены в табл. 2.

Таблица 2. Характеристики биполярных транзисторов до и после гамма-облучения.

Показатели	Исследуемый транзистор	Традиционный транзистор	U _б /U _к , В
I _к , А	2,7·10 ⁻⁵	1,6·10 ⁻⁵	0,5/3,2
I _к , А (10 ⁵ рад)	4,3·10 ⁻⁴	3,6·10 ⁻⁴	0,6/3,3
I _к , А (5·10 ⁵ рад)	7,7·10 ⁻⁴	3,7·10 ⁻⁴	0,6/3,3
I _к , А (10 ⁶ рад)	7,8·10 ⁻⁴	10 ⁻³	0,7/3,3
β	120	13	0,5/3,2
β (10 ⁵ рад)	120	4,87	0,6/3,3
β (5·10 ⁵ рад)	120	1,96	0,6/3,3
β (10 ⁶ рад)	120	отказ	0,6/3,2

Проанализировано воздействие гамма – излучения, с учетом воздействия нейтронов, на характеристики биполярного транзистора. Была доказана перспективность предложенной конструкции транзисторов в том числе по параметру: стойкость к воздействию гамма - облучения.

Литература

1. К. Д. Щербачев, В. Т. Бублик, В. Н. Мордкович, Д. М. Пажин, ФТП, том 45, вып.6, 2011.
2. M. Sun, W.T. Ng, H. Mochizuki, K. Kanekiyo, at all, I-Shan IEEE, Conference: Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 2006.
3. А. П. Лысенко, Биполярные транзисторы, М., 5005., – 29с, 2006.
4. Т. А. Шоболова, А. В. Коротков, Е. В. Петрякова и др., ФТП, 2019.
5. В. С. Першенков, В. Д. Попов, А. В. Шальнов, Поверхностные радиационные эффекты в ИМС, М.: Энергоатомиздат, – 256 с, 1988.

Исследование зонной структуры вюрцитного AlGaAs синтезированного методом молекулярно-пучковой эпитаксии

И.В. Штром^{1,3,5}, Р.Р. Резник^{1,3,5,6}, К.П. Котляр^{1,3}, С.В. Морозов⁴, N. Akopian², Г.Э. Цырлин^{1,5,6}

1 Санкт-Петербургский академический университет РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина 8, кор.3, Россия

2 Датский технический университет, 2800, Люнгбю-Торбек, Дания

3 Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7-9, Россия

4 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, Россия

5 Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 190103 Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Россия

6 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

igorstrohm@mail.ru

В данной работе представлена эмпирическая формула запрещенной зоны вюрцитного AlGaAs. Данное открытие может предоставить новые возможности для современных оптоэлектронных устройств.

Введение

В данной работе представлена эмпирическая формула запрещенной зоны вюрцитного AlGaAs. Данное открытие может предоставить новые возможности для оптоэлектронных устройств. Полупроводниковые материалы действительно являются основой цифровых технологий в современную эпоху информации. AlGaAs является одним из наиболее распространенных полупроводниковых материалов, используемых сегодня в солнечных элементах, лазерах, фотоприемниках, светодиодах и множество других приложений. Philips, например, использует AlGaAs для генерации красные и желтые участки света в своих светодиодах. Как и большинство полупроводников, AlGaAs может существовать в двух типах кристаллической структуры - цинкбленде и вюрците. И, как и большинство полупроводников, кристаллическая структура цинкбленда является наиболее распространенной, так что его физические, электронные и оптические свойства хорошо известны. Тем не менее, полупроводники. Выращенные в кристаллических структурах вюрцита могут иметь свойства, важные для современной технологии. Например, GaP, выращенный в вюрците, имеет прямую запрещенную зону и, таким образом, эффективно генерирует свет зеленого цвета. Это таким образом, может значительно повысить эффективность зеленых светодиодов, которые работают сегодня гораздо ниже их теоретический максимум. Тем не менее, знания о вюрците AlGaAs в литературе скудны [1,2]. Важно отметить, что запрещенная зона вюрцитного AlGaAs не была предсказана ни теоретически, ни экспериментально. Исследователи, в своей работе вырос ряд вюрцитных нанопроволок AlGaAs с содержанием Al от 0,1 до 0,6, и путем сравнительного

структурного и оптического анализа, впервые полученного экспериментально, формула для запрещенной зоны, например, вюрцита AlGaAs. Кроме того, они обнаружили, что нанопроволоки имеют яркое излучение и короткое время жизни, что позволяет предположить, что вюрцитный AlGaAs является материалом с прямой запрещенной зоной.

Результаты и обсуждение

МПЭ рост массивов НК AlGaAs/Si(111) проводился с помощью установки Riber21 Compact, оснащенной, помимо ростовой камеры, вакуумно-совмещенной камерой для нанесения Au (камера металлизации). Номинальный состав x по Al в твердом растворе, измеренный из соотношения потоков для роста слоя на поверхности подложки GaAs(100), составлял $x = 0.2 - 0.6$. Синтез исследуемых структур и их морфологические свойства описаны описаны в наших работах опубликованных ранее [3]. Исследование структурных свойств показали, что при номинальном составе $x \geq 0.4$ по Al формируются характерные «карандашевидные» НК $Al_xGa_{1-x}As$ типа «ядро-оболочка» (рис.1) с резкой границей между ядром и оболочкой. При этом состав в ядре по Al значительно меньше номинального, а состав оболочки близок к номинальному. Так же ПЭМ изображения высокого разрешения показали преимущественно WZ структуру НК с тонкими не более нескольких монослоев вставками по всей длине НК. (рис.1 б)). НК с составом по Al $x = 0.2, 0.3$ также образуют структуру «ядро-оболочка» однако «оболочка» значительно более тонкая и практически не меняет толщину вдоль оси роста НК. ПЭМ исследование НК с составом $x = 0.2$, так же продемонстрировали преобладание вюрцитной структуры. Отличие от НК

более высокого состава в значительно большем количестве тонких вставок, которые мы связываем с дефектами упаковки.

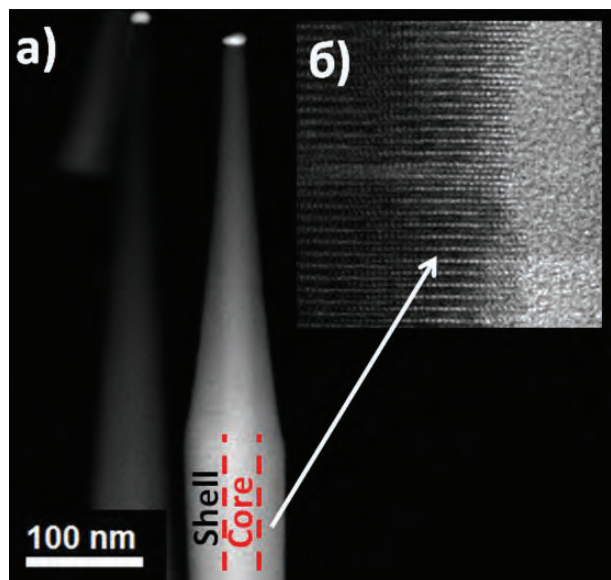


Рис. 1. а) ПЭМ изображение AlGaAs ННК с номинальным составом по Al $x = 0.4$, б) ПЭМ изображение высокого разрешения участка ННК

Положение максимумов в спектрах на рис. 2 оценивается относительно фактического содержания измеренного Al через EDX, и показано на рис. 2, показывая линейный тренд. В этом случае энергии пиков излучения оболочки и ядра изображены в зависимости от различных значений x . Значения E_g измеренного состава Al и соответствующей энергии выбросов приведены в Таблице 1. Согласие двухпикового излучения с линейным трендом подтверждает наше гипотеза об их происхождении от оболочки и ядра. Линейная регрессия обеспечивает эмпирическую формулу для запрещенной зоны

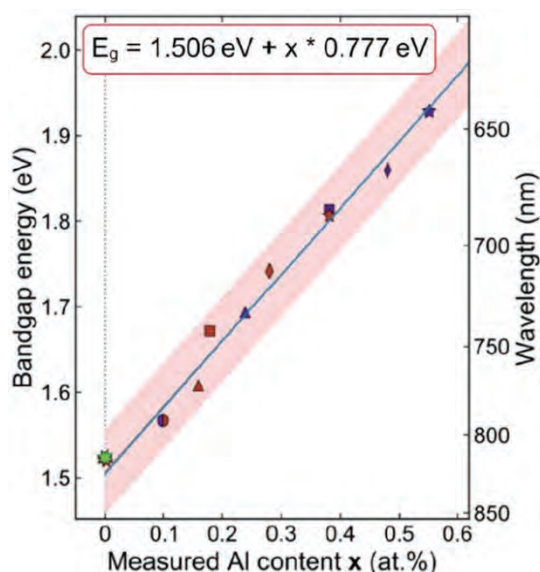


Рис. 2. Энергия излучения для ядра и оболочки (красные и синие точки соответственно) AlGaAs ННК с различным номинальным составом Al от 0.1 до 0.6 [4]

Таким образом, мы экспериментально получили формулу для запрещенной зоны вюрцитита AlGaAs

для алюминия содержание до 0,6. Наши результаты показывают, что запрещенная зона в этом диапазоне следует линейному тренду и хорошо согласуется с известными экспериментальными значениями для содержания Al 0, то есть вюрцитита GaAs. Мы сообщили о почти чистой кристаллической структуре посредством наблюдений ПЭМ, и показали ее широкий диапазон перестройки длины волны излучения через Измерения ФЛ. Наконец, мы показали спектры излучаемого света как функцию температуры образца, с соблюдением ожидаемой тенденции запрещенной зоны объемных полупроводников. Высокая яркость и короткое время жизни носителей в исследуемом ННК указывают на то, что запрещенная зона вюрцитного AlGaAs является прямой для содержания Al менее 0,6, хотя однозначные доказательства еще предстоит продемонстрировать.

Далее мы провели моделирование зонной структуры гексагонального AlGaAs, результаты которого оказались в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Расчеты зонной структуры для ННК были выполнены с помощью $k \cdot p$ метода.

Однако, сложность полученной новой вюрцитной структуры, а именно двух разных составов по Al в ядре и оболочке с резкой границей между ними, требует более детальных экспериментальных исследований. В данный момент ведутся исследования низкотемпературной ФЛ с временным разрешением, которые помогут ответить на вопрос о наличии или отсутствии в данной гетероструктуре непрямых переходов. Так же картина зонной диаграммы вюрцитного AlGaAs дополнена после анализа данных по спектрам возбуждения ФЛ.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (18-72-10047). И.В. Штром благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант 18-32-00980 мол_а), за финансирование проведения части оптических исследований.

Литература

1. S. Funk, A. Li, D. Ercolani, M. Gemmi, L. Sorba, and I. Zardo // ACS Nano, 2013, v. 7, 2, p.1400-1407.
2. N. Vainorius, S. Kubitzka, L. Samuelson et al. // Nanoscale, 2018, v. 10, p.1481-1486.
3. V.G. Dubrovskii, I.V. Shtrom et al. // Cryst. Growth Des., 2016, v. 16, p.7251-7255. DOI: 10.1021/acs.cgd.6b01412 N. Vainorius, S. Kubitzka, L. Samuelson et al. // Nanoscale, 2018, v. 10, p.1481-1486.
4. L. Leandro, R. Reznik, J. D. Clement, et al. // Sci Rep, 2020, v. 10, 735. DOI:10.1038/s41598-020-57563-0, <https://www.nature.com/articles/s41598-020-57563-0>.

Экситоны в слоистых кристаллах и наноструктурах монокалькогенидов InSe и GaSe

Т.В. Шубина*, Е.А. Европейцев, М.А. Семина, И.А. Елисеев, М.В. Рахлин, С.В. Сорокин, А.А. Торопов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

*shubina@beam.ioffe.ru,

Исследовалась структура экситонных уровней в тонких пластинках монокалькогенидных соединений InSe и GaSe. Спектроскопия фотолюминесценции при различных мощностях и температурах показала, что в InSe энергия связи экситона (~22 мэВ) существенно превышает общепринятое значение (14 мэВ), причем энергии основного и возбужденных состояний успешно описываются в модели анизотропного экситона. Измерения разрешенной во времени фотолюминесценции в пластинках GaSe указывают на балансный характер процесса излучения, определяемый структурой уровней, где нижним является синглетное (темное) экситонное состояние. Фундаментальные правила отбора экситонных переходов подтверждены поляризационными измерениями наклонных нанопластинок GaSe, выращенных методом ван-дер-ваальсовой эпитаксии.

Введение

Монокалькогениды, такие как слоистые соединения InSe и GaSe, активно исследовались в прошлом веке как типичные представители сильно анизотропных полупроводников [1]. Интерес к ним в последнее время связан с тем, что они являются исходными материалами для создания двумерных (2D) ван-дер-ваальсовых гетероструктур [2]. В частности, 2D наноструктуры на основе InSe обладают высокой электронной подвижностью, необычной квантовой физикой, варьруемым краем поглощения и сильным фотооткликом, что делает их перспективными для ряда потенциальных применений. В отличие от диэлектрических многослойный InSe является прямозонным [3], что резко снижает требования к формированию эффективно излучающих наноструктур.

Энергия связи экситона в анизотропном InSe

Экситонные параметры и структура экситонных уровней в InSe исследовалась методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при изменении мощности возбуждения и температуры [4]. При увеличении мощности возбуждения в спектрах ФЛ при низких температурах наблюдалось последовательное появление линий экситона, биэкситона и так называемой Р-полосы, обусловленной экситон-экситонным рассеянием. Строгие правила сохранения импульса и энергии при экситон-экситонном рассеянии были использованы для пересмотра величины энергии связи экситона. Новое значение

~22 мэВ оказалось заметно выше принятого в настоящее время (14 мэВ). Однако оно хорошо согласуется с наблюдением экситонных особенностей вплоть до комнатной температуры, а также регистрацией пика Зоммерфельда вблизи уточненного значения энергии запрещенной зоны (1.36 эВ). Экспериментальные данные подкреплены теоретическими расчетами, выполненными с учетом анизотропии экситонных и диэлектрических параметров в этом слоистом полупроводнике. Полученные результаты ставят под сомнение чисто трехмерный характер экситона в InSe, который предполагался до настоящего времени.

Кинетика экситонной фотолюминесценции в GaSe

Зонная структура GaSe характеризуется наличием непрямозонного (нижнего по энергии) и прямозонного экситонных переходов с расщеплением между ними ~20 мэВ. Исследования ФЛ с временным разрешением подтвердили медленные времена излучения непрямых экситонов (несколько десятков нс). В свою очередь, прямые экситоны состоят из нижнего по энергии синглетного (запрещенного по спине при нормальном падении света) и триплетного состояний. Температурные измерения показали, что излучение непрямого экситона, доминирующее при низкой температуре, аномально быстро затухает около 30°К (рисунок 1). При расщеплении ~20 мэВ, это вряд ли может быть связано с температурной активацией прямых экситонных переходов в целом, а скорее согласуются с температурно-

индуцированным смешиванием между синглетным и триплетным экситонными состояниями, расщепленными на несколько мэВ. Наблюдаемое явление можно объяснить изменением баланса между различными каналами излучательной рекомбинации, когда разрешенные переходы прямого экситона, обладающие высокой скоростью излучательной рекомбинации, активируются с температурой.

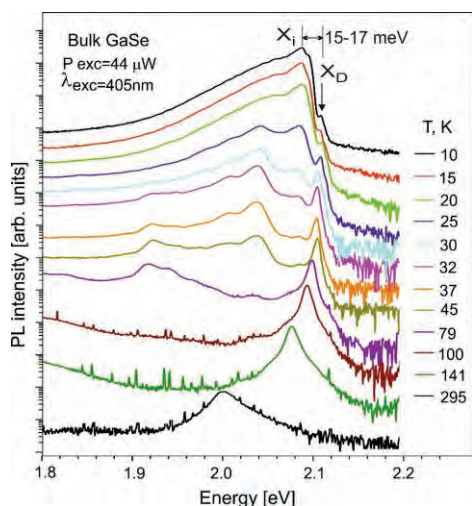


Рис. 1. Температурная зависимость спектров излучения пластинок GaSe

Ван-дер-ваальсовы наноструктуры

Наноструктуры на основе соединений GaSe и InSe были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с применением ростовой моды Ван-дер-Ваальса [5]. Метод комбинационного рассеяния света использовался для определения состава и политипа структур.

Спектры ФЛ, измеренные при различных уровнях возбуждения, показали экситонный характер излучения, близкий к наблюдаемому нами в пластинках, отщепленных от качественных объемных кристаллов.

В GaSe образцах наиболее яркая люминесценция наблюдалась в массивах наклонных нанопластинок. В соответствии с правилами отбора ФЛ была строго поляризована вдоль оси *c* наноструктур (рисунок 2), что делает такие массивы пригодными для использования в качестве поляризующих элементов.

Наногетероструктуры на основе InSe представляют собой планарные вставки толщиной несколько монослоев в ZnSe, излучающие значительно выше по энергии (2.28 эВ), чем объемные кристаллы InSe.

В целом это согласуется с общей тенденцией изменения энергии излучения при уменьшении числа монослоев в 2D нанопластинках.

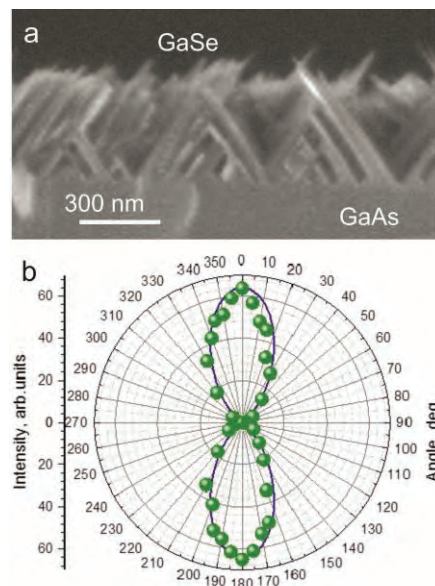


Рис. 2. (а) Изображение СЭМ массива наклонных нанопластинок GaSe. (б) Зависимость интенсивности ФЛ от угла между проекцией поляризации света и проекцией оптической оси с нанопластинкой на плоскость подложки

Уточненный характер и параметры экситонов в InSe и GaSe, также как и возможность создания методом эпитаксии наноструктур, демонстрирующих яркую экситонную фотолюминесценцию, имеют первостепенное значение для успешного применения монокристаллических соединений и гетероструктур на их основе в нанофотонике.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФ (проект № 19-12-00273). Измерения наноструктур с временным разрешением поддерживаются грантом РФФИ № 19-02-00185а.

Литература

1. E. Mooser, M. Schluter // Nuovo Cimento, V. 18, 164 (1973).
2. A. Patané // <https://www.scitecheuropa.eu/2d-systems/91875/> (2019).
3. D.V. Rybkovskiy, A.V. Osadchy, E.D. Obraztsova // Phys. Rev. B, V. 90, 235302 (2014).
4. T.V. Shubina, W. Desrat, M. Moret et al. // Nature Communications, V. 10, 3479 (2019).
5. С.В. Сорокин, П.С. Авдиенко, И.В. Седова et al. // ФТП, V. 53, 1152 (2019).

Изучение магнитотранспортных свойств макроскопически неоднородной двумерной системы

А.В. Шуплецов^{1,*}, М.С. Нунупаров², А.Ю. Кунцевич¹

¹ ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, д.53.

² ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, д.38.

*husderbec@mail.ru

Управляемые затвором двумерные системы, модулированные в плоскости, выступают в роли легко перестраиваемой эффективной среды. В нашей работе исследовались кремниевые МОСФЕТы, период модуляции в которых значительно превышает любую транспортную длину системы (длина свободного пробега, длина сбоя фазы). Исследуемая система состоит из родительского двумерного газа, в котором был создан периодический массив островков, окруженных разреженными областями (оболочками). Электронная плотность в островках и окружающем газе контролировалась независимыми затворами, что привело к богатой фазовой диаграмме, основанной на низкотемпературных транспортных свойствах системы. Были выделены разные режимы протекания тока на основании разного поведения Холловского сопротивления, его полевой зависимости, температурной зависимости сопротивления и Шубниковских осцилляций. Таким образом, наша система демонстрирует возможность использования макроскопически неоднородной двумерной системы в качестве перестраиваемой платформы для новой физики и теоретических исследований.

Введение

Двумерные структуры с управляющим затвором очень удобны для физических экспериментов благодаря возможности управления концентрацией двумерного электронного газа. Модуляция в плоскости 2D газа в таких системах приводит к новым эффектам и увеличению их функциональности: управление сверхпроводимостью [1], открытие сверхпроводимости в листах графена, повернутых на «магический угол» относительно друг друга [2], экспериментальное наблюдение бабочки Холлфедстера [3], соизмеримые эффекты [4] и другие. Логично ожидать новых эффектов, когда период модуляции много меньше всех характерных длин системы (длина свободного пробега, длина сбоя фазы и т.д.).

Наша же система соответствует другому предельному случаю – период модуляции много больше всех характерных длин системы.

Образцы

Мы использовали кремниевые МОП-структуры с литографически созданным массивом островков. Структура имела форму квадрата со стороной 400 мкм. Период системы – 5 мкм, диаметр островков – 2,5 мкм. Островки и окружающий 2D газ (O2DG) управлялись независимыми затворами, так

что можно было создавать как области разрежения, так и области повышенной концентрации электронов. Напряжение на затворе, задающем концентрацию в островках, обозначается V_a , а на задающем в O2DG – V_g . Из картинке 1d видно, что между краем островка и O2DG толщина оксида повышена, так что концентрация оболочек всегда понижена. На панели e красным цветом показаны островки, оранжевым – оболочки, а желтым – O2DG.

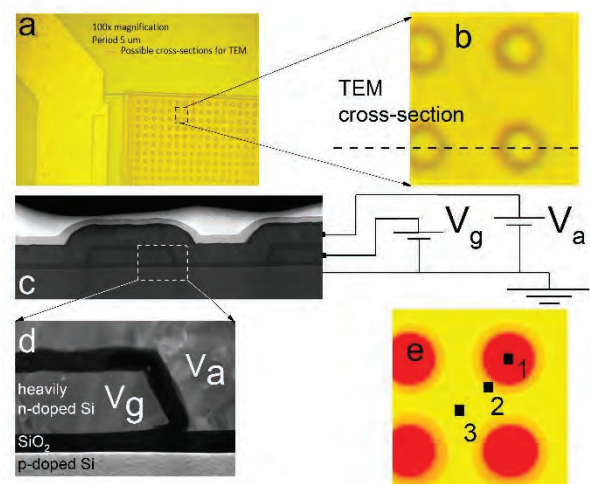


Рис. 1. (а) Изображение угла структуры в оптический микроскоп (б) Увеличенная область панели а (с) Изображение в ПЭМ по срезу, показанному на панели б (д) Изображение в ПЭМ края островка (е) Подписанные области, выделяемые в работе

Методика эксперимента

Для получения STEM картинок (см. рис. 1c,d) использовался FEI Titan 80-300 микроскоп с энергией пучка 200 кэВ. Транспортные измерения были проведены в температурах 0.3-8 К и полях до 5 Тл с использованием систем Cryogenics 21T/0.3K, PPMS и CFMS 16T/1.8K на переменном токе с частотой 13-18 Гц и амплитудой 100 нА.

Результаты

Была получена зависимость эффективной Холловской концентрации $n_{\text{eff}} = B/(e\rho_{xy})$ от V_g при различных V_a . На основании полученных графиков были выделены 3 основные области, в которых поведение $n_{\text{eff}}(V_g)$ было качественно различным: область 1 (малые V_a и малые V_g), область 2 (малые V_g и большие V_a) и область 3 (большие V_g). Мы применили качественные рассуждения о перераспределении тока по системе при изменении напряжения на затворах. Таким образом, если параметры находились в области 3, то ток протекал преимущественно через O2DG, в области 2 – через островки, а область 1 соответствовала усиленному влиянию оболочек. Затем были сняты зависимости коэффициента Холла и удельного сопротивления от магнитного поля для некоторых характерных значений V_g и V_a , соответствующим разным областям параметров, выделенным из зависимости $n_{\text{eff}}(V_g)$. В полных зависимостях также были найдены особенности, характерные для каждой области и качественно объясняющиеся в рамках представлений о перераспределении тока. Наконец, были проведены измерения температурной зависимости сопротивления для различных параметров, также укладывающиеся в наше объяснение. На основании всех измерений была построена фазовая диаграмма системы (рис. 2) в осях (V_g, V_a) , в которой выделены 4 области: зона изолятора, зона протекания через O2DG, зона протекания через островки и зона повышенной роли оболочек.

Заключение

В заключении, были экспериментально исследованы транспортные свойства макроскопически неоднородной перестраиваемой кремниевой двумерной системы. Исследованные образцы имеют 2 независимых затвора, управляющие концентрацией в островках и окружающем двумерном газе. Проводящие свойства структуры в целом оказываются зависящими от

обоих напряжений. Для качественного объяснения различного поведения Холловского и продольного сопротивлений при разных затворных напряжениях мы применяем простые классические рассуждения о протекании тока по двумерному газу. В итоге, мы строим фазовую диаграмму в осях напряжений на затворах, где выделяем различные режимы протекания тока по системе.

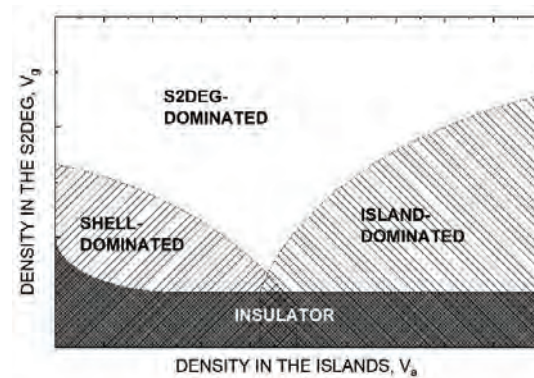


Рис. 2. Фазовая диаграмма системы в пространстве параметров (V_g, V_a) , т.е. напряжения на затворах

Литература

1. Z. Han, A. Allain, H. Arjmandi-Tash *et al.* // Nature Physics, 10, 380 (2014).
2. Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang *et al.* // Nature, 556, 43 (2018).
3. C. R. Dean, L. Wang, P. Maher *et al.* // Nature, 497, 598 (2013).
4. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Menschig *et al.* // Phys. Rev. Lett., 66, 2790 (1991).

Модификация соотношения sp^2/sp^3 -гибридного углерода в PECVD пленках DLC

П.А. Юнин^{1*}, А.И. Охапкин¹, М.Н. Дроздов¹, С.А. Королёв¹, Е.А. Архипова¹, С.А. Краев¹, Ю.Н. Дроздов¹, В.И. Шашкин¹, Д.Б. Радищев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603087, ул. Академическая, д. 7, г. Нижний Новгород, Россия.

² Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, г. Нижний Новгород, Россия.

*yunin@ipmras.ru

В работе исследуется возможность управления долями sp^2 - и sp^3 - гибридного углерода в пленках DLC, полученных методом PECVD. Демонстрируются способы варьирования доли sp^3 -фракции как непосредственно in-situ при получении пленки путем изменения мощности RF и ICP разрядов, так и ex-situ с помощью постростового термического отжига.

Введение

Для создания элементов компонентной базы алмазной электроники требуется отработка технологий нанесения диэлектрических покрытий и проводящих контактных слоев на полупроводниковый алмаз. При этом ряд традиционно применяемых диэлектриков имеет свои ограничения при использовании их в паре с монокристаллическим алмазом, связанные с плохой адгезией, дефектностью интерфейсов и т.д. Было высказано предположение, что использование пленок алмазоподобного углерода DLC (diamond-like carbon) в качестве покрытия на алмазе может решить проблемы с адгезией, дефектами и загрязнениями интерфейса DLC/алмаз. Кроме того, в литературе был продемонстрировано, что осаждение ультратонких подслоев DLC перед нанесением и вжиганием металлических контактов перспективно в качестве промежуточного адгезионного слоя, не ухудшающего при этом контактного сопротивления [1]. Известно, что слои DLC состоят из фракций углерода как с «графитовой» sp^2 -гибридизацией электронных орбиталей, так и с «алмазной» sp^3 -гибридизацией [2]. Количественное соотношение sp^2 и sp^3 фракций сильно влияет на структурные, морфологические, трибологические, оптические и электрофизические свойства пленок. В данной работе проводится отработка способов управления долей sp^3 -гибридизованного углерода в пленках DLC, получаемых методом плазмохимического осаждения.

Эксперимент

Плазмохимическое (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, PECVD) осаждение пленок DLC в

плазме метана и аргона выполнено на установке Oxford Plasmalab 80 Plus в реакторе с двумя плоскопараллельными электродами и источником индуктивно-связанной плазмы с частотой 13.56 МГц. Осаждение пленок проводилось в режимах с использованием как емкостного, так и индуктивно-связанного разрядов [3]. В качестве подложек использовались пластины кремния и гомоэпитаксиальные слои легированного бором ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) монокристаллического CVD алмаза. Быстрый термический отжиг структур проводился в течение 2 минут в среде аргона при температурах от 500 до 900 °C на установке AcuThermo AW 410 System. Диагностика свойств пленок проводилась методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), атомно-силовой микроскопии (АСМ), а также методом спектроскопии комбинационного (рамановского) рассеяния. Для количественного послойного ВИМС анализа доли углерода с sp^3 гибридизацией применялась разработанная в ИФМ РАН методика [4].

Результаты и обсуждение

На первом этапе исследовалась зависимость доли sp^3 гибридизованного углерода в пленках DLC от условий их осаждения методом PECVD. В таблице 1 приведены характеристики пленок осажденных на кремнии и алмазе при разных значениях мощности емкостного $P(\text{RF})$ и индуктивно-связанного $P(\text{ICP})$ разрядов. Доля sp^3 гибридизованного углерода $N(sp^3)$ в пленках определялась методом ВИМС с использованием калибровки по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Толщина пленки h , ширина интерфейса σ и плотность ρ были

оценены методов малоугловой рентгеновской рефлектометрии.

Таблица 1. Свойства пленок DLC, полученных при разных параметрах PECVD процесса.

Образец	P(RF), Вт	P(ICP), Вт	N(sp ³), %	h, нм	σ, нм	ρ, г/см ³
220/алмаз	75	0	30	42	0,3	2,1
223/Si	75	290	62	36	0,7	1,9
225/Si	10	290	40	54	0,8	1,9
226/Si	10	150	35	34	1,3	1,7

Данные, приведенные в таблице, показывают корреляцию между мощностью RF и ICP разрядов с долей sp³-связанного углерода в осажденных пленках. В литературе это объясняется селективностью травления в плазме sp²-гибридизованного углерода по сравнению с sp³-фракцией.

В качестве метода ex-situ управления соотношением sp²- и sp³-фракций углерода в пленках DLC на алмазе возможно использование быстрого термиче-

ского отжига. На рисунке 1а приведен профиль послойного ВИМС анализа пленки DLC толщиной 42 нм на монокристаллическом CVD алмазе. Количественная оценка доли sp³- фракции углерода в исходной пленке – 30%. Был проведен быстрый термический отжиг структуры в атмосфере аргона последовательно при температурах 500, 700 и 900°C. На рисунке 1б приведены спектры комбинационного рассеяния пленки на разных этапах отжига. Видно, что исходной пленке соответствует слабый широкий G-пик вблизи 1535 см⁻¹ с шириной на полувысоте 260 см⁻¹, согласно литературе связанный с фазой аморфизованного углерода со слабым упорядочением sp²-связей. Последовательный отжиг структуры приводит к сдвигу G-пика к 1600 см⁻¹ и уменьшению его ширины до 120 см⁻¹. Такой результат свидетельствует об упорядочивании sp²-фракции и формировании нанокристаллических кластеров графита, что, согласно литературе, сопровождается ростом проводимости пленок [2].

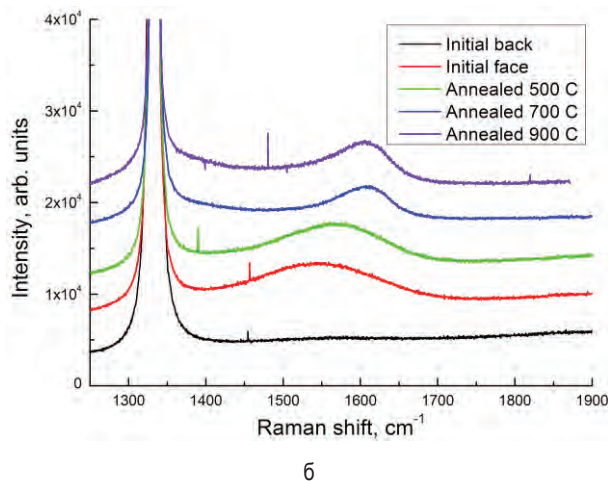
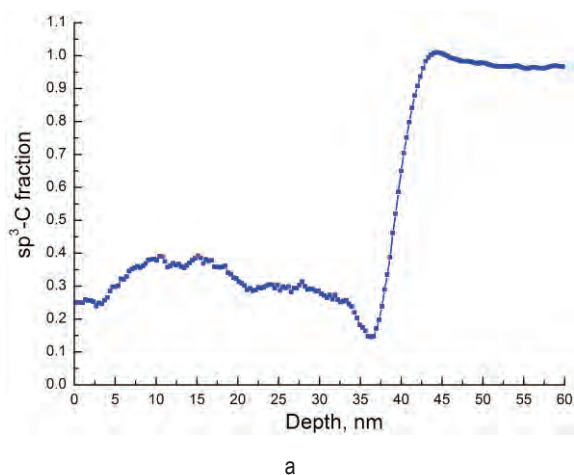


Рис. 1. а – Количественный послойный ВИМС анализ доли sp³ фракции углерода в пленке DLC толщиной 42 нм, осажденной методом PECVD на монокристаллической алмазной подложке; б – спектры рамановского рассеяния пленки DLC на монокристаллическом алмазе последовательно отожженной при температурах 500-900 °С

Заключение

В работе продемонстрированы возможности управления соотношением долей sp² и sp³ связанного углерода в PECVD пленках DLC как непосредственно в процессе их получения, так и при постструктурном отжиге.

Полученные результаты позволяют контролируемо варьировать долю sp²-фракции в пленках, управляя их структурными и электрофизическими свойствами.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ №МК-3450.2019.2. В части развития методи-

ки ВИМС работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00565.

Литература

- Galbiati A., Lynn S., Oliver K. et. al. // IEEE transactions on nuclear science, 56 (4), 1863-1874 (2009).
- Robertson J. // Materials Science and Engineering: R, 37 (4-6), 129-281 (2002).
- Охапкин А.И., Юнин П.А., Дроздов М.Н. и др. // ФТП, 53 (9), 1229-1232 (2019).
- Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Охапкин А.И. и др. // Письма в ЖТФ, 46 (6), 38-42 (2020).

Локально деформированные Ge структуры, встроенные в микрорезонаторы, как активная среда для кремниевой фотоники

Д.В. Юрасов^{1,*}, Н.А. Байдакова¹, В.А. Вербус^{1,2}, Н.С. Гусев¹, Е.Е. Морозова¹,
А.В. Нежданов³, А.В. Новиков^{1,3}, Е.В. Скороходов¹, Д.В. Шенгуров¹, А.Н. Яблонский¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

² НИУ Высшая школа экономики, Нижний Новгород, Россия

³ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

*Inquisitor@ipmras.ru

Представлены результаты по формированию локально растянутых Ge микроструктур, встроенных в микрорезонаторы. Исходные свободновисящие Ge структуры были получены с помощью метода “концентрации напряжений”. Схема формирования образцов была модернизирована для улучшения теплоотвода от активной области структуры путем обеспечения механического контакта с нижележащими слоями за счет адгезии. Было показано, что в структурах, сформированных по модифицированной схеме, возможно значительное увеличение максимальной плотности мощности оптической накачки без разрушения микроструктур от перегрева. Был рассчитан дизайн микрорезонатора на основе фрагментов сферических зеркал, совместимый с локально деформированными Ge микромостиками, и позволяющий добиться эффективной локализации электромагнитного поля в активной области структуры.

Введение

Одной из основных проблем развития кремниевой фотоники является отсутствие эффективного КМОП-совместимого источника излучения ближнего ИК диапазона. Одним из перспективных вариантов для ее решения является использование деформированного (растянутого) Ge в качестве активной среды, поскольку при растяжении Ge уменьшается разница между его прямой и непрямой запрещенными зонами (140 мэВ при 300К в объемном Ge).

По разным оценкам, приложение двусосных деформаций на уровне (ϵ_{bi}) $\sim 1.5-2\%$ или одноосных (ϵ_{uni}) на уровне $\sim 4.7-6\%$ способно уменьшить эту разницу до нуля, тем самым превратить Ge в прямозонный материал [1]. Получить такие значения деформации в сплошных Ge слоях крайне сложно, однако, их можно достичь в *локальных областях* Ge пленки, причем при росте на Si подложках. Одним из подходов к формированию таких локально-деформированных областей является т.н. “метод концентрации напряжений” [1]. Несмотря на многие преимущества этого метода, ему изначально присуща проблема плохого теплоотвода от активной области, т.к. сформированные структуры являются свободновисящими. Ранее авторами была проведена модернизация метода формирования локально растянутых структур, результатом которой стало значительное улучшение теплоотвода от

них за счет адгезии активной области к нижележащим слоям [2]. В настоящей работе исследовалась возможность встраивания локально-деформированных Ge структур с улучшенным теплоотводом в микрорезонаторы и их оптические свойства.

Результаты и их обсуждение

Слои Ge толщиной 0.8-1 мкм, выращенные методом МПЭ на подложках SOI, служили исходными образцами для формирования локально деформированных Ge микроструктур. По данным рентгенодифракционного анализа, в таких слоях присутствовали растягивающие напряжения $\epsilon_{bi}=0.2-0.25\%$, вызванные разницей коэффициентов температурного расширения Ge и Si. Формирование растянутых Ge структур (микромостиков) осуществлялось методами безмасочной оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. На этапе селективного химического травления после удаления реагентов и сушки микромостика за счет адгезии приходили в механический контакт с нижележащими слоями (рис. 1). Измерения микро-КРС и микро-ФЛ показали, что адгезия существенно улучшала теплоотвод от таких структур [2]. В частности, было выявлено, что при адгезии мостика к слою SiO₂, максимальная плотность мощности накачки, при которой еще не происходит разрушения микромостиков из-за их нагрева, в 4-5 раз выше, чем для свободновисящих

микромостиков. В случае же адгезии к слою Si, разрушения мостиков добиться не удалось даже при использовании максимально возможной ($\sim 3 \text{ МВт/см}^2$) для использованного оборудования плотности мощности накачки.

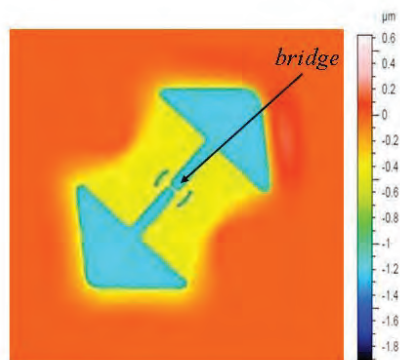


Рис. 1. Снимок микромостика с адгезией к нижележащему слою, полученный с помощью интерферометрии белого света. Цветовая шкала показывает высоту относительно непроцессированной области. С обеих сторон мостика выравнены участки, формирующие микрорезонатор

Для обеспечения локализации излучения в плоскости образца, в областях, находящихся вблизи мостиков, были сформированы отражатели, каждый из которых представлял собой по 2 фрагмента сферического зеркала (рис. 2а). С помощью метода конечных элементов были вычислены распределение электромагнитного поля в таких структурах, а также влияние формирования зеркал на перераспределение упругих напряжений в структуре (рис. 2б и 2в). Было получено, что при оптимально подобранных параметрах зеркал возможна достаточно хорошая локализация электромагнитного излучения в резонаторе подобного типа, при этом изменение величины упругих напряжений в активной области оставалось небольшим (относительное уменьшение $\sim 10\%$). Таким образом, была продемонстрирована возможность интеграции локально

растянутых Ge структур в микрорезонаторы. Следующим шагом будет являться исследование оптических свойств сформированных образцов методом спектроскопии микро-ФЛ.

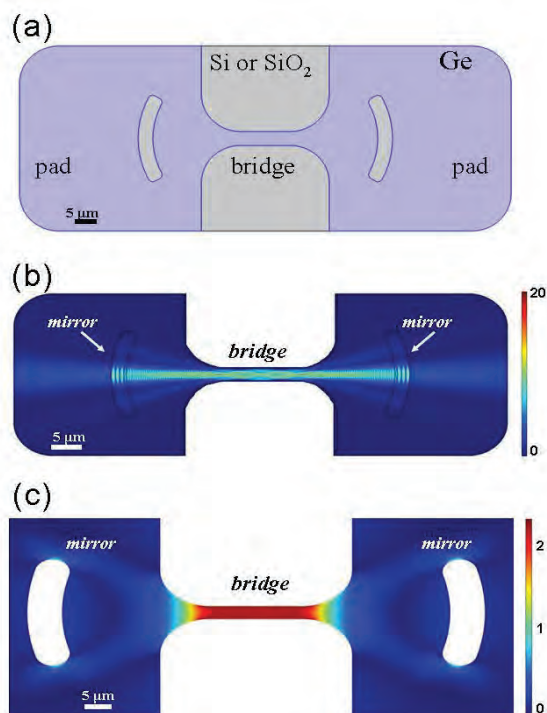


Рис. 2. (а) – схема мостика с зеркалами. (б) - распределение электромагнитного поля в структуре. (с) - распределение упругих напряжений в структуре (цветовая шкала соответствует величине ϵ_{uni} в %)

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 19-72-10011) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg // *Front. Mater.* **2**, 52 (2015).
2. Д.В. Юрасов и др., ФТП. **53(10)**, 1360 (2019).

Кинетика люминесцентного отклика самоформирующихся Ge(Si) наностроек, встроенных в фотонные кристаллы

А.Н. Яблонский*, А.В. Новиков, М.В. Степихова, С.М. Сергеев, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

*yablonsk@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования спектро-кинетических характеристик фотолюминесценции двумерных фотонных кристаллов, полученных на основе структур с самоформирующимися Ge(Si) наностройками. Рассматривается наблюдаемое в таких структурах увеличение интенсивности сигнала фотолюминесценции наностроек в результате взаимодействия с радиационными модами фотонных кристаллов вблизи Г-точки зоны Бриллюэна и влияние такого взаимодействия на вероятность излучательной рекомбинации в Ge(Si) наностройках.

Введение

Одним из подходов, применяемых для увеличения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge(Si) островках и управления их излучением, является встраивание островков в фотонные кристаллы (ФК). Большинство опубликованных работ посвящено исследованию структур Ge(Si) островков, встроенных в ФК с микрорезонатором, тогда как излучательные свойства островков, встроенных в фотонные кристаллы (ФК) без резонатора, исследованы в гораздо меньшей степени [1]. Второй тип ФК позволяет увеличить интенсивность излучения за счет повышения эффективности его вывода из структуры, а также за счет взаимодействия активной среды с радиационными модами ФК, характеризующимися малой групповой скоростью в Г-точке зоны Бриллюэна [2]. В данной работе методом спектроскопии микро-ФЛ с субнаносекундным временным разрешением рассматривается влияние взаимодействия с модами ФК на процессы излучательной рекомбинации в Ge(Si) островках.

Методика эксперимента

Структуры с самоформирующимися Ge(Si) наностройками выращивались методом МПЭ на подложках "кремний-на-изоляторе" (SOI) и состояли из 5 слоев Ge(Si) островков, разделенных слоями Si. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO₂ составляла ~ 300 нм. Для формирования ФК использовались методы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Период решетки ФК (*a*) варьировался от 450 до 600 нм при

постоянном отношении радиуса отверстий к периоду решетки 0.23. Подробности получения структур с ФК, а также их спектры ФЛ, измеренные при непрерывной накачке, приведены в работе [3].

Спектрокинетические исследования ФЛ Ge(Si) островков, встроенных в ФК, осуществлялось методом спектроскопии микро-ФЛ с временным разрешением ~ 100 пс. Для возбуждения ФЛ использовался пикосекундный импульсный лазер с длиной волны излучения 532 нм, длительностью импульса ~ 20 пс и частотой повторения импульсов 80 МГц. Фокусировка лазерного луча и сбор излучения с поверхности исследуемых структур осуществлялись с помощью 10х объектива, обеспечивающего размер пятна возбуждения ~ 5 мкм. Регистрация спектрокинетических зависимостей ФЛ Ge(Si) наностроек в структурах с фотонными кристаллами осуществлялась с помощью решеточного монохроматора, сверхпроводящего однофотонного фотоприемника на основе NbN и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Измерения ФЛ проводились с помощью проточного криостата при температурах 300 и 77 К.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектрокинетические зависимости ФЛ Ge(Si) островков, встроенных в ФК с разными периодами, полученные при 300 К. Узкие линии, наблюдаемые в приведенных спектрах, соответствует повышению интенсивности ФЛ наностроек на длинах волн, отвечающих радиационным модам ФК вблизи Г-точки зоны Бриллюэна [3]. С увеличением периода ФК наблюдается смещение

линий ФЛ в длинноволновую область спектра. При этом в ФК с большим периодом наблюдаются более длинные времена спада ФЛ (рис. 2), что связывается с большим вкладом в сигнал ФЛ не прямых в пространстве излучательных переходов в Ge(Si) островках.

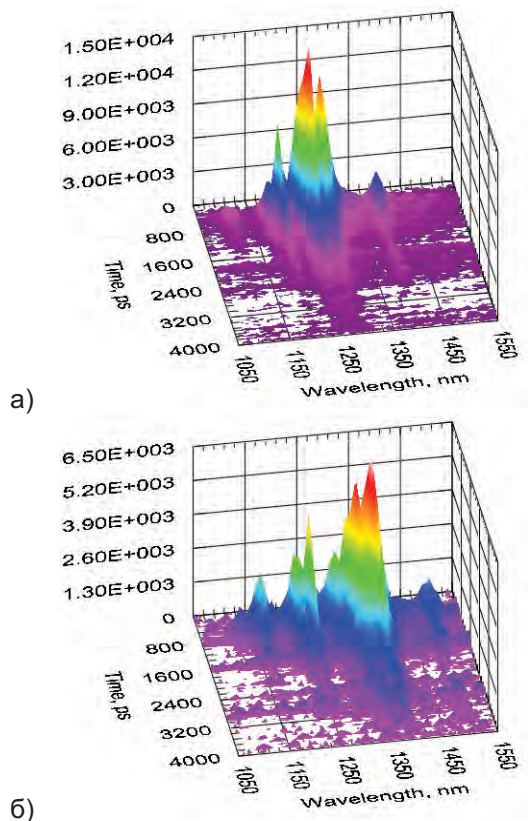


Рис. 1. Спектрокинетические зависимости ФЛ Ge(Si) островков в ФК с периодом 550 нм (а) и 600 нм (б). 300 К

Сравнительные исследования ФЛ Ge(Si) островков, расположенных в ФК и вне ФК, показали, что наряду со значительным возрастанием интенсивности ФЛ Ge(Si) островков в ФК на длинах волн, соответствующих радиационным модам ФК, наблюдается существенное уменьшение времени спада ФЛ островков, встроенных в ФК ($\tau = 0.25-0.45$ нс), по сравнению с островками, расположенными вне области формирования ФК ($\tau = 1.75$ нс при 300 К). В качестве основных возможных факторов, приводящих к сокращению времени спада ФЛ островков в ФК, рассматривается повышение вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда в островках вследствие их взаимодействия с радиационными модами ФК (эффект Парселла), а также возрастание интенсивности безызлучательной рекомбинации в ФК, связанное с увеличением количества центров рекомбинации на развитой поверхности ФК. В пользу первого фактора (наблюдения эффекта Парселла в исследованных ФК) свидетель-

ствует слабая зависимость значений интенсивности и времени спада, характеризующих быструю компоненту во временных зависимостях ФЛ островков в ФК, от температуры измерения (ср. рис. 2 (а) и (б)). При этом более медленные компоненты, наблюдаемые в кинетиках ФЛ островков в ФК при 77 К и практически отсутствующие при 300 К, могут быть связаны с излучательными переходами, не "усиленными" модами ФК и, как следствие, испытывающими гораздо более значительное температурное гашение.

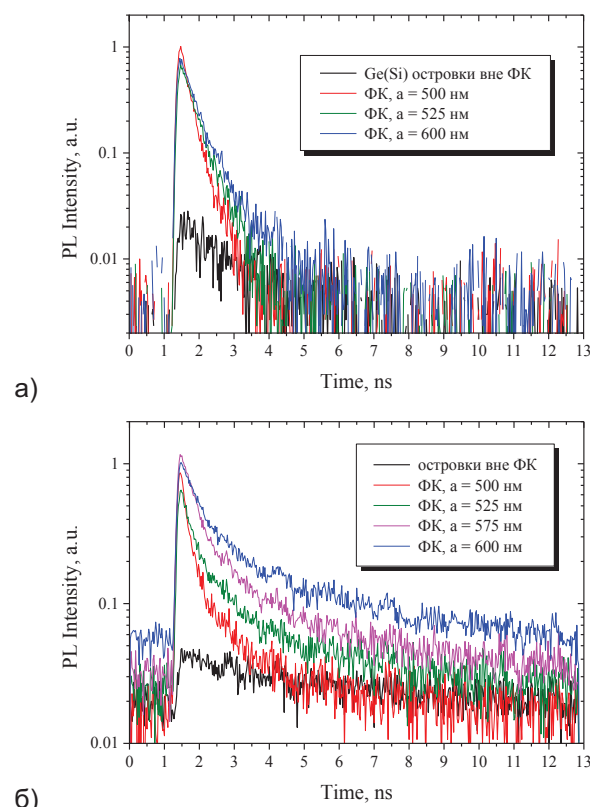


Рис. 2. Временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков в ФК с разными периодами и вне ФК при 300 К (а) и 77 К (б)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-42-520047_p) и программы фундаментальных исследований Президиума РАН №13.

Литература

1. R. Jannesari, M. Schatzl, et al. // Optics Express, v.22, p.25426 (2014).
2. A. Mahdavi, G. Sarau, et al. // Scientific Reports, 6:25135 (2016).
3. M.V. Stepikhova, A.V. Novikov, et al. // Semicond. Sci. Technol., v.34, p.024003 (2019).
4. А.Н. Яблонский, Н.А. Байдакова, и др. // ФТП, т.47(11), с.1509 (2013).

Спектро-кинетические характеристики межзонной ФЛ слоев n-Ge, выращенных на подложках Si(001) и Ge(001)

А.Н. Яблонский*, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, К.Е. Кудрявцев, Е.Е. Морозова, М.А. Калинин, А.В. Антонов, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижегородская обл., Кстовский район, 603087, Россия.

*yablonsk@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследования временных зависимостей фотолюминесценции Ge:Sb слоев, выращенных на подложках Si(001) и Ge(001). Показано, что время спада сигнала люминесценции, отвечающего прямым оптическим переходам из Г-долины в слоях Ge:Sb/Si(001) уменьшается с 1.2 нс до < 0.1 нс при уменьшении температуры их роста и повышением концентрации Sb. В слоях Ge:Sb, выращенных на Ge подложках, обнаружено существенное уменьшение времен спада сигнала люминесценции по сравнению со структурами Ge:Sb/Si(001).

Введение

Германий привлекает к себе повышенное внимание как перспективный материал для создания источников излучения ближнего ИК диапазона, в частности, благодаря малой (~ 140 мэВ) разнице энергий между Г и L долинами в зоне проводимости, а также совместимости с современной Si интегральной технологией [1]. В последние годы рассматривается возможность повышения вероятности прямых оптических переходов в Ge за счет его легирования донорами, однако для достижения желаемых физических эффектов необходимо формирование n-Ge слоев с уровнем легирования, значительно превышающим равновесную растворимость электрически активных доноров в Ge. При таких уровнях легирования существенное влияние на излучательные свойства n-Ge слоев могут оказывать дефекты, связанные как с высокой концентрацией доноров, в частности с формированием примесных кластеров, так и с низкой температурой роста, необходимой для получения слоев Ge с высокой концентрацией электронов [2]. Кроме того, на излучательные свойства n-Ge слоев, выращенных на кремнии, значительное воздействие могут оказывать дефекты, связанные с релаксацией упругих напряжений [3]. В настоящей работе для изучения влияния дефектов, связанных с донорной примесью и релаксацией упругих напряжений, на излучательные свойства эпитаксиальных слоев n-Ge исследованы спектро-кинетические характеристики фотолюминесценции (ФЛ) структур Ge:Sb/Si(001) и Ge:Sb/Ge(001) с различной концентрацией Sb.

Методика эксперимента

Слои Ge:Sb с различной концентрацией Sb были выращены методом МПЭ на подложках Si(001) и Ge(001). Структуры Ge:Sb/Ge(001) состояли из тонкого (100 нм) Ge буфера и слоя Ge:Sb [4]. Структуры Ge:Sb/Si(001) включали в себя релаксированный Ge буфер, сформированный с помощью двухстадийного роста и циклического отжига, и Ge:Sb слой [2]. Слои Ge, выращенные на Si(001), характеризовались деформацией растяжения 0.2-0.25%, вызванной разницей коэффициентов термического расширения Ge и Si. Толщина Ge:Sb слоев, выращенных на различных подложках, составляла 300-350 нм, а концентрация Sb варьировалась от $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до величины $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, которая более чем на порядок превосходит равновесную растворимость Sb в Ge (~ $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) [2].

Исследования спектро-кинетических зависимостей ФЛ полученных n-Ge слоев осуществлялось при возбуждении структур фемтосекундным импульсным лазером Tsunami ("Spectra-Physics") на длине волны 800 нм, с частотой повторения импульсов 80 МГц. Регистрация ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, сверхпроводящего однофотонного фотоприемника на основе NbN (спектральный диапазон 0.8-2.3 мкм) и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов PicoQuant TimeHarp 260. Временное разрешение системы регистрации ФЛ составляло ~ 100 пс. Исследования осуществлялись при температуре 300 К.

Результаты и обсуждение

Исследования временных зависимостей ФЛ, соответствующей прямым оптическим переходам из Г-долины в Ge/Si(001) слоях показали, что наибольшее время спада ФЛ (1.2 нс) наблюдается в нелегированном Ge слое, выращенном при высокой температуре $T_p = 550^\circ\text{C}$ (рис. 1). При понижении T_p до 250°C , что требуется для достижения высокой концентрации электронов в n-Ge слое, время спада ФЛ уменьшается до 0.4 нс (рис. 2), что связывается с ростом концентрации точечных дефектов при понижении T_p . В слоях Ge:Sb/Si с концентрацией Sb $(1-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ несмотря на уменьшение времени спада ФЛ (~ 0.2 нс) наблюдается возрастание интенсивности ФЛ по сравнению с нелегированными Ge слоями [5]. Увеличение концентрации Sb до уровня $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, существенно превышающего равновесную растворимость Sb в Ge, приводит как к дальнейшему уменьшению времени спада ФЛ (< 0.1 нс), так и к падению интегральной интенсивности ФЛ вследствие возрастания концентрации дефектно-примесных центров в Ge:Sb слое.

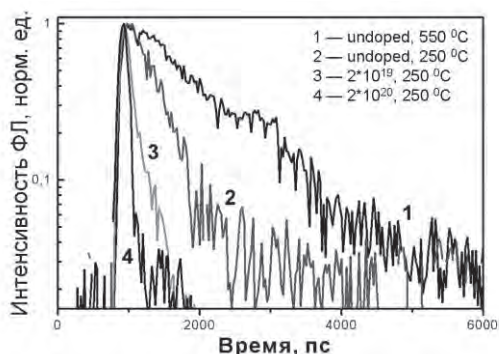


Рис. 1. Временные зависимости ФЛ, соответствующей прямым оптическим переходам в слоях Ge:Sb/Si(001) с различной T_p и концентрацией Sb. $T = 300 \text{ K}$

Ранее было показано [4], что в спектрах ФЛ слоев Ge:Sb, выращенных на Si подложке, преобладает сигнал, связанный с прямыми оптическими переходами из Г-долины, тогда как для структур Ge:Sb/Ge наблюдается значительный вклад ФЛ, связанной с непрямыми переходами из L-долины (см. вставку на рис. 2). Преобладание ФЛ, связанной с прямыми переходами, в спектрах Ge:Sb/Si структур может быть вызвано двумя факторами: уменьшением разницы энергий между Г- и L-долинами из-за деформация растяжения Ge, приводящим к увеличению концентрации равновесных электронов в Г-долине, либо большим временем жизни носителей заряда в слоях Ge:Sb/Ge по сравнению со слоями Ge:Sb/Si

из-за предположительно более высокого кристаллического качества гомоэпитаксиальных структур Ge:Sb/Ge. Сравнительные исследования показали, что слои Ge:Sb/Si характеризуются большими временами спада ФЛ по сравнению со структурами Ge:Sb/Ge (рис. 2). Это может быть связано с более высокой дефектностью границы между эпитаксиальным слоем и подложкой в структурах Ge:Sb/Ge вследствие менее отработанной технологии предостовой химической подготовки Ge подложек. Таким образом, уменьшение энергетического зазора между Г- и L-долинами в структурах Ge/Si(001) вследствие упругих напряжений растяжения в Ge слое является, по-видимому, основным фактором, приводящим к преобладанию в спектрах ФЛ структур Ge/Si(001) сигнала, связанного с прямыми оптическими переходами.

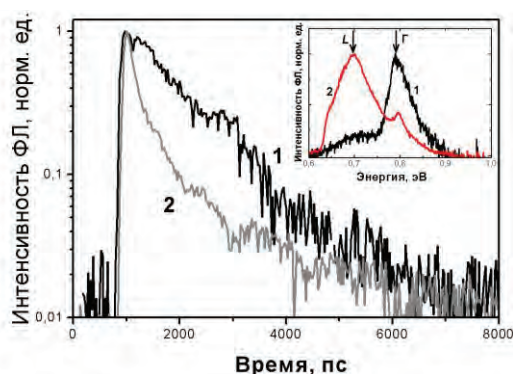


Рис. 2. Временные зависимости ФЛ, соответствующей прямым оптическим переходам в нелегированных Ge слоях, выращенных на подложке Si(001) (1) и Ge(001) (2), полученные при импульсном возбуждении. На вставке: спектры ФЛ тех же структур, полученные при непрерывной накачке

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 18-02-00771) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

Литература

1. S. Saito, A.Z. Al-Attili, K. Oda, Y. Ishikawa // *Semicond. Sci. Technol.*, v.31, p.043002 (2016).
2. D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov, et al. // *J. Cryst. Growth*, v.491, p.26 (2018).
3. G. Grzybowski, R. Roucka, J. Mathews, et al. // *Phys. Rev. B*, v.84, p.205307 (2011).
4. А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова и др. // *ФТП*, т.53, с.1358 (2019).
5. D.V. Yurasov, A.V. Novikov, et al. // *Semicond. Sci. Technol.*, v.33, p.124019 (2018).

Геликон в квантующем магнитном поле в дираковских полуметаллах

Д.И. Яснoв^{1,2}, А.П. Протогенов^{1,2,*}, Е.В. Чулков^{3,4,5}

¹ Институт прикладной физики Российской Академии Наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

⁴ Donostia International Physics Center (DIPC), 20018, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain

⁵ Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Física de Materiales CFM - MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080, San Sebastian/Donostia, Spain

*alprotenov@gmail.com

Рассматривается распространение электромагнитного излучения в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле. Обнаружена универсальная зависимость закона дисперсии от параметров системы, при распространении левополяризованных электромагнитных волн с уменьшением числа заполненных уровней Ландау. Найдены новые режимы распространения электромагнитных волн и новые сопутствующие им эффекты.

Введение

Исследование магнитооптических явлений в проводниках, помещенных в сильное магнитное поле, принадлежит к числу основных методов изучения резонансных явлений в таких средах. В настоящем докладе будет обсуждаться дираковский полуметалл, находящийся в квантующем магнитном поле. Дираковские полуметаллы, как и полуметаллы Вейля характеризуются в отсутствие магнитного поля линейным законом дисперсии низкоэнергетических электронных возбуждений. Киральные электронные состояния в полуметаллах Дирака существуют в трехмерных системах, в которых нарушена пространственная инверсия или симметрия относительно инверсии времени. К числу соединений, в которых имеют место нарушения одной из этих симметрий, принадлежит ряд кристаллов, например Cd_3As_2 , $ZrTe_5$, семейства $ZrBeSi$ и A_3B , где $A = (Na, K, Rb)$ и $B = (As, Sb, Bi)$. Подробный анализ свойств дираковских и вейлевских полуметаллов содержится в обзоре [1] недавно опубликованных работ.

С целью изучения резонансных свойств дираковского полуметалла в квантующем магнитном поле мы обратимся для простоты к базисному материалу Cd_3As_2 , дираковский характер спектра низкоэнергетических электронных состояний в котором установлен в работах [2-4]. Для изучения спектра левополяризованных электромагнитных коллективных возбуждений, распространяющихся в такой среде вдоль магнитного поля, мы рассмотрим область малых частот ω и волнового вектора q .

Распространение электромагнитных возбуждений

Рассмотрим распространение циркулярно-поляризованной электромагнитной волны с частотой ω и волновым вектором $q_z = q$ вдоль магнитного поля с напряженностью H . Дисперсионное уравнение $\varepsilon(\omega, q) = c^2 q^2 / \omega^2$ для поперечных циркулярных лево-поляризованных электромагнитных мод содержит диэлектрическую функцию, которая в приближении случайных фаз имеет следующий вид:

$$\varepsilon(\omega, q) = \varepsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \quad (1)$$

$$\frac{1}{\omega_c} = v_F \hbar^2 \sum_{nn's's'}^{n_F} \int \frac{f_0(E_{n,s}(k_z)) - f_0(E_{n',s'}(k_z+q))}{E_{n,s}(k_z) - E_{n',s'}(k_z+q)} \times \frac{[\cos\theta_{n',s'}(k_z+q) \cdot \sin\theta_{n,s}(k_z)]^2}{E_{n,s}(k_z) + \hbar\omega - E_{n',s'}(k_z+q) + i0^+} F_{ss'}(k_z, k_z + q) dk_z \quad (2)$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2}{\hbar v_F} \frac{2}{\pi} \left(\frac{v_F}{l_H} \right)^2 \quad (3)$$

Малым параметром приближения случайных фаз является параметр $r_s = e^2 / \varepsilon_0 \hbar v_F$, который аналогичен постоянной тонкой структуры $e^2 / \hbar c$. В этих выражениях e - заряд электрона, ε_0 - статическая диэлектрическая проницаемость, \hbar - постоянная Планка, v_F - определяющая наклон дираковского конуса фермиевская скорость, ω_p - плазменная частота в случае заполнения нулевого уровня Ландау

[5-6] при $\epsilon_0 = 1$, $l_H = \sqrt{\hbar c/eH}$ – магнитная длина. В выражении (3) суммирование по номерам уровней Ландау n, n' распространяется до предельного фермиевского значения n_F уровня Ландау, суммирование по s, s' означает учет внутри- и межзонных переходов, $f_0(E_{n,s}(k_z))$ – равновесная функция распределения Ферми [7]. Энергия $E_{n,s}(k_z)$ дираковского электрона равна

$$E_{n,s}(k_z) = s\sqrt{\hbar^2 v_F^2 k_z^2 + \epsilon_0^2 |n|}, \quad (4)$$

В выражении (4) $\epsilon_0 = \sqrt{2}\hbar v_F/l_H$. Правило обхода полюса в выражении $1/\omega_c$ в формуле (1) при ненулевом его числителе позволяет найти области бесстолкновительного затухания электромагнитных возбуждений. При выполнении законов сохранения энергии $E_{n,s}(k_z) + \hbar\omega = E_{n',s'}(k'_z)$, импульса $k'_z = k_z + q$, момента импульса $n' = n \pm 1$, неравенства $E_{n,s}(k_z) < E_F, E_{n',s'}(k'_z) > E_F$, следующие из принципа Паули, описывают области затухания Ландау. В интересующем нас случае $n' = n + 1$, имеющем место для циркулярных лево-поляризованных электромагнитных волн [8], области бесстолкновительного затухания показаны на Рис. 1. На Рис. 1 были использованы безразмерные переменные для обозначения частоты. $\Omega = \hbar\omega/\epsilon_0$ и волнового вектора $Q = l_H q_z/\sqrt{2}$.

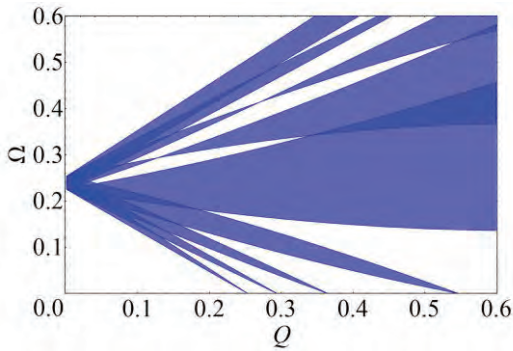


Рис. 1. Области бесстолкновительного затухания циркулярных лево-поляризованных волн в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле при заполнении пяти уровней Ландау ($n_F = 4$)

Из картины распределения в плоскости (Ω, Q) бесстолкновительного затухания Ландау циркулярных лево-поляризованных волн следует существование трех принципиально отличающихся областей. К первой принадлежит область прозрачности вблизи начала координат. В этом окне прозрачности существует геликон, закон дисперсии которого в вейлевских полуметаллах в классически сильных маг-

нитных полях изучался в работе [9]. Серия окон прозрачности при конечных частотах и волновых векторах, где возможно существование новых коллективных мод [10], принадлежит второй группе окон с отсутствующим затуханием Ландау. В этой работе мы сосредоточимся на изучении спектра геликона, существующего, как видно из Рис. 1, при малых значениях волнового вектора Q и малых значениях частоты Ω .

В рамках поставленной задачи с использованием приведённых выражений, спектр геликона имеет вид:

$$\bar{\omega} = 2\bar{\omega}_c c^2 Q^2 / (\bar{\omega}_p^2 v_F^2 x^2), \quad (5)$$

где $\bar{\omega} = \omega/v_F k_F$ – безразмерная частота, $\bar{\omega}_c = b/x$, коэффициент b может быть найден при численном интегрировании (2), $\bar{\omega}_p = \sqrt{1 + f(x)} * a/x$. Здесь $a = \sqrt{2r_s/\pi\epsilon_0}$; функция $f(x) = \sum_{n=1}^{n_F} \sqrt{1 - n^2(x^2/2)}$ равна $x^2/3$ при $n_F \gg 1$ и $f(\sqrt{2}) = 0$ при $n_F = 1$. Здесь также использовалась цепочка соотношений $n_F = E_F^2 = l_H^2 k_F^2 / 2 = H_0/H \equiv x^2/2$ с $k_F = (3\pi^2 n_b)^{1/3}$, где n_b – объемная концентрация электронов и $H_0 = k_F^2 c \hbar / (2e)$.

Мы благодарны В. Л. Братману и С. В. Еремееву за полезные обсуждения. Эта работа была частично поддержана грантом РФФ 18-12-00169.

Литература

- 1) N.P. Armitage, E. J. Mele, Ashvin Vishwanath. // *Rev. Mod. Phys.* **90**, 15001 (2018).
- 2) Sergey Borisenko, Quinn Gibson, Danil Evtushinsky *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **113**, 027603 (2014).
- 3) Z. K. Liu, B. Zhou, Y. Zhang *et al.* // *Science* **343** (6173), 864 (2014).
- 4) Madhab Neupane, Su-Yang Xu, Raman Sankar *et al.* // *Nature Communication* **5**, 3786 (2014).
- 5) D. T. Son and B. Z. Spivak // *Phys. Rev. B* **88**, 104412 (2013).
- 6) B. Z. Spivak and A. V. Andreev // *Phys. Rev. B* **93**, 085107 (2016).
- 7) Р. В. Туркевич, А. П. Протогенов, Е. В. Чулков // *Письма в ЖЭТФ*, **109**:5 (2019), 320–324.
- 8) В.Я. Демиховский, А.П. Протогенов // *УФН* **118**, 101 (1976).
- 9) F. M.D. Pellegrino, M. I. Katsnelson, M. Polini // *Phys. Rev. B* **92**, 201407 (2015).
- 10) D.I. Yasnov, A. P. Protogenov, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov // *Phys. Rev. B* (in preparation).

Секция 5

**Многослойная и кристаллическая
рентгеновская оптика**

X-ray localized conical modes and Kossel lines in perfect crystals

V.A. Belyakov

1 L. D. Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygin str.2, 119334 Moscow, Russia

*bel@landau.ac.ru

Proposed an alternative way to describe the X-ray Kossel lines based at the conical X-Ray modes existing in a perfect crystals. The crucial parameters of the crystal (absorption, perfection, Borrmn Effect etc.) influenced the shape of Kossel lines are briefly discussed. For confirming a direct connection of Kossel lines to the conical X-Ray modes is proposed to apply a time-delayed techniques in studying the Kossel lines.

Introduction

In optical problems corresponding to the boundary problem schematically shown in fig.1 (just to which relates considered below the problem of emission by a point X-ray source placed in a perfect crystal) an equation of the following form

$$\text{RotRot}E - c^{-2}\epsilon(r)\partial^2 E/\partial t^2 = F(r,t) \quad (1)$$

should be studied. In (1), E is the electric field vector, $\epsilon(r)$ is the dielectric tensor of the layer in fig.1, and F(r,t) is the vector function differing from zero only in the layer (its specific form is determined by the studied physics process).

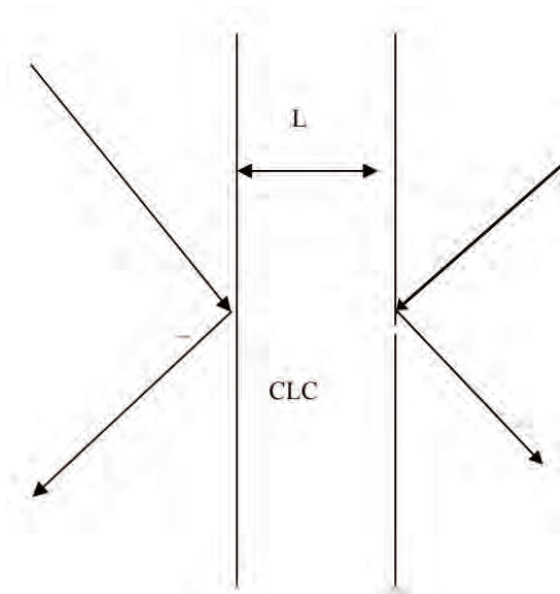


Fig. 1. Schematic of a boundary problem for the X-Ray conical mode

This may be a problem of nonlinear frequency conversion or a problem of emission by a charged moving particle, or a problem of emission due to the layer inhomogeneity etc. [1]. A common result of the mentioned specific cases is the finding of the amplitudes of

the eigen-waves of the layer excited in the layer due to the inhomogeneity F(r) in (1). In the present case of the Kossel lines [2] (emission by a point X-ray source placed in a perfect crystal) as the inhomogeneity in (1) should be used the function F(r) corresponding to a point X-ray source. It is known that the influence of a crystal reveals itself in suppression of the emission in the directions corresponding to the stop-band (in the case of fixed X-ray frequency) and an essential redistribution in the angular distribution of X-ray close to the directions of the stop-band edges (Just this redistribution creates the Kossel lines). For the emission angles far from the stop-band directions the crystal periodicity does not practically influence the emission. In particular, there is a fine angular structure of the X-ray emission close to the directions of the stop-band edges.

Main formulas

There is a fine structure of emission lines with the maxima positions determined by the diffraction addition q to the X-Ray photon wave vector given by (2):

$$(Lq) = n\pi \quad q = (\tau/2)[(\alpha_p)^2 - (F_p)^2]^{1/2} \quad (2)$$

where F_p is the dimensionless X-Ray structure amplitude with a polarization subscript p, accepting two values corresponding π - and σ - polarizations [1], τ is the reciprocal vector determining the studied reflection, α_p is the small parameter, determining angular deviation of the emission from exact Bragg condition, L is the layer thickness and n is the integer number corresponding to the localized mode number.

The Kossel lines angular structure appears to be consisting of a system π - and σ -polarized lines shifted the one relative another.

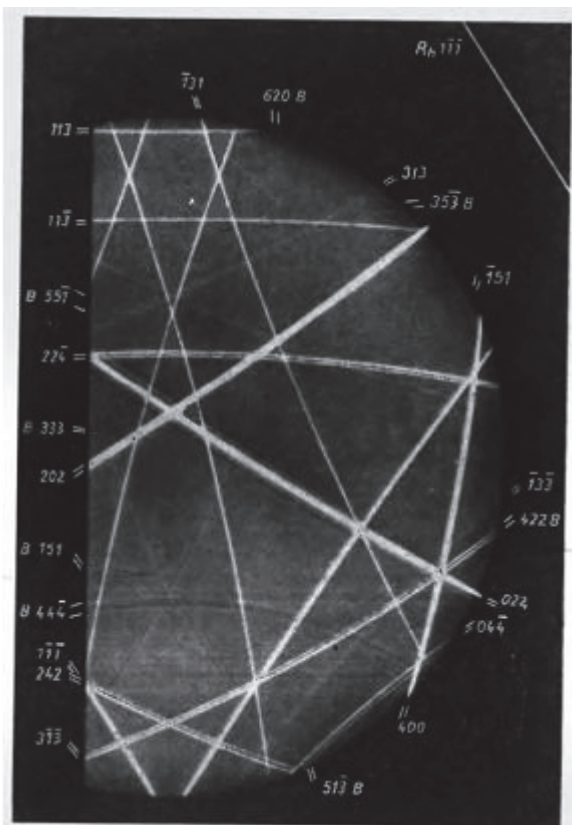


Fig. 2. Kossel lines from a germanium single crystal of 0.23 mm thickness [6]

The conditions optimal for the observation of the revealed details of the Kossel lines are discussed. In particular the application of time-delayed technique is discussed. The analogy between Kossel lines and their optical analogues are discussed [5].

Fig.3 relates to the Kossel line due to the reciprocal lattice vector normal to the layer surface so it is a circle with the emission intensity distribution perpendicular to the line given in Fig.3.

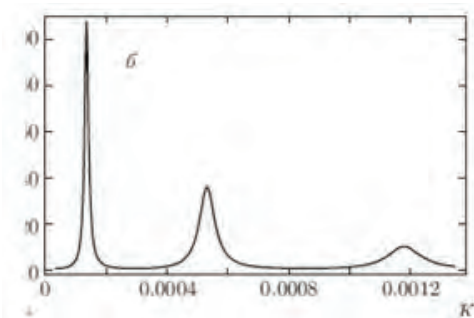


Fig. 3. Kossel line calculated angular structure keeping 3 first X-ray conical modes ($n=1,2,3$)

References

1. V.A. Belyakov // Diffraction Optics of Complex Structured Periodic Media // Springer Verlag, New York, Chaps 3,5,6 (1992).
2. W. Kossel, V. Loeck and H. Voges, Z. // Für Phys. 94, 139 (1935).
3. S. Kikuchi // Japanese Journal of Physics. 5, 3061, 83–96 (1928).
4. V.A. Belyakov, S.V. Semenov, // Crystals, 9, 542 (2019).
5. A. M. Risse, J.Schmidtke // J.Phys.Chem, 123, 2428-2440 (2019).
6. G. Borrmann, Zs. Kristallogr, 120, 143(1964).

Properties of quantum mechanically confined Si layer in Mo/Si multilayer nanofilms

N. Kumar^{*1}, A.V. Nezhdanov², R.M. Smertin¹, S.Y. Zuev¹, V.N. Polkovnoikov¹, N.I. Chkhalo¹, A.I. Mashin², M.A. Kudryashov², D.A. Usanov²

¹ Institute for Physics of Microstructure RAS, str., Academicheskaya 7, Afonino, Nizhny Novgorod 603087, Russia.

² Laboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky University, 23 Gagarin Avenue, Building 3, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

*kumarphysics1975@gmail.com

Effect of quantum confinement in Mo/Si multilayer nanofilms useful for soft x-ray and EUV optics was observed by photoluminescence and Raman spectroscopy. Raman spectra showed the dimensionally confined nanocrystalline Si dispersed in amorphous structure of silicon nanolayer in Mo/Si multilayers. The Raman shift become broader with decreases in film thickness of silicon layer. Photoluminescence studies of this layer showed pair of peaks due to localized carriers in two different energy states. The width of the photoluminescence peak is broader and blue shifted with decrease in thickness of Si layer which directly indicates increase of band gap due to quantum confinement. This study will help to understand the optical and chemical properties of silicon layer embedded with molybdenum nanolayers in Mo/Si multilayers.

Introduction

The Mo/Si multilayer mirror is an important material for soft x-ray and EUV optics [1]. In this mirror, physical and chemical properties of Si play an important role for gaining the superior reflection coefficient. Raman spectroscopy is extensively used for the chemical characterization and stress analysis in silicon. This method is useful for silicide analysis in Mo/Si multilayers [2] which has adverse effect on reflection. Bulk crystalline silicon (*c*-Si) is an indirect band gap material. However, dimensionally nanocrystalline Si (*nc*-Si) and amorphous silicon (*a*-Si) breaks the bulk momentum space selection rule and enhances the electron-hole radiative recombination rate due to quantum confinement (QC) and localization of carriers [3,4].

The luminescence efficiency and band gap in bulk *a*-Si is higher than that in bulk *c*-Si due to enhanced structural disorder [5]. The QC in quantum well may exist in several conditions but generally it forms when low and high band gap materials coexist with thickness comparable to the de Broglie wavelength.

The nature of QC might be complicated in nanolayer of Si composed by *nc*-Si and *a*-Si which coexist in between the Mo nanolayers in Mo/Si multilayers. Understanding of chemical and structural properties of Si nanolayer in the Mo/Si multilayer is prerequisite for designing the mirrors with high reflectivity in soft x-ray and EUV ranges.

Here, we have proposed to investigate the thickness dependent chemical structure and optical properties of Si nanolayers in Mo/Si multilayer.

Experimental

Multilayer Mo/Si mirrors were synthesized by dc magnetron sputtering. The multilayers with following specifications were selected for the vibrational and photoluminescence (PL) studies:

A: ($d = 7.01$ nm, $\Gamma = 0.2867$ and $N = 50$)

B: ($d = 6.9$ nm, $\Gamma = 0.3985$ and $N = 50$)

C: ($d = 7.15$ nm, $\Gamma = 0.788$ and $N = 50$)

where, d is period, Γ is thickness (T) ratio of Mo to period $T(\text{Mo})/d$ and N is the number of total periods, respectively. Period d and Γ was determined from the x-ray reflectivity. It is important to note that the thickness of each individual silicon layer in A, B and C multilayers are 5, 4.15 and 1.51 nm, respectively. NTE-GRA spectra nanolaboratory was used to measure the Raman spectra and PL at laser wavelength of 473 nm, power 0.5 mW with exposure time 60 seconds in room temperature.

Results and discussion

The reflection coefficient of A, B and C multilayers is 58.87, 66.5 and 41.18% at 13.5 nm wavelength. Loss of reflectance with increase in Γ value is well known due to enhanced absorption of EUV by Mo.

Raman spectroscopy of Mo/Si multilayer showed broad peaks around 180-182 and 478-483 cm^{-1} which belongs to *a*-Si structure [6]. The peaks around 500-506 cm^{-1} is associated to *nc*-Si. The other minor peaks belong to SiO_2 phases. The comparison of Raman shift of bulk *c*-Si with Si nanofilms in multilayer with different thicknesses are shown in Fig. 1a. The full width at half maximum (FWHM) of the main peak increases

with decrease in Raman shift and this is related to film thickness and dimension of *nc*-Si particles. These facts can be explained by defects and spatial confinement of phonon.

The PL properties of dimensionally confined *c*-Si is understood. However, formation of energy bands and density of states is complicated in spatially confined *nc*-Si dispersed in *a*-Si matrix due to defect, grain boundary and dangling bonds. The excitonic states becomes more complicated when *nc*-Si and *a*-Si is embedded with metallic thin layers which may produce the additional electronic states in the Mo-Si interfaces. Doublet PL peaks (1 and 2) were observed in Mo/Si multilayer which indicates formation of pair of localized carriers in the *nc*-Si dispersed in *a*-Si structure (Fig. 1b).

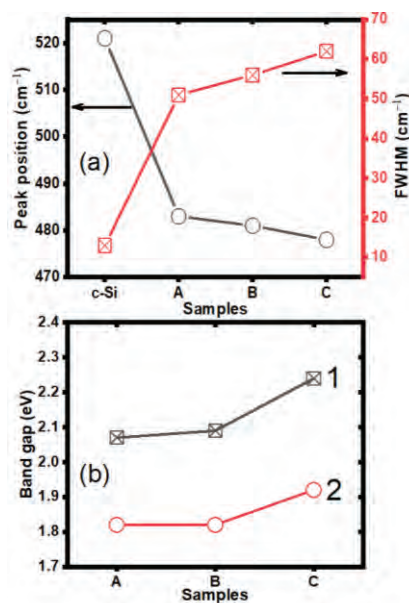


Fig 1. The relationship of peak position and FWHM of Raman spectra of *a*-Si (a) and band gaps 1 and 2 (b) of *nc*-Si dispersed in *a*-Si matrix nanolayers in Mo/Si multilayers of A, B, C and comparison with bulk *c*-Si

These peaks showed increase in band gap with decreasing the film thickness of Si layer. The bulk *c*-Si is indirect band gap semiconductor which has band gap of 1.1 eV [7]. However, our 2D Si showed highest energy gap of 2.24 eV with shoulder peak of 1.92 eV in sample C and this value is higher 2.76 eV, obtained by Park *et al.* for *a*-Si quantum dot (QD) of size 1.4 nm embedded with SiN [3]. The higher value of band gap reported by Park *et al.* is related to QD which has higher degree of confinement as compared to 2D Si. The other possible reason may be associated to confinement of QD in SiN matrix environment [3]. The broadening of the peak was also evident with decreasing the film thickness. This is related to several reasons including trap state

emission and density of defects. These facts clearly indicate QC of carrier states, leading to increase in discrete available energy states. The overall PL peak shape is mostly unaffected, with slight variation in Mo/Si multilayer with the thickness of the Si layer of 1.51 nm which showed significant band splitting.

The doublet of the PL peaks (1 and 2) could be related to enhanced oscillator strength of the ultra-thin Si layer [8]. This fact might explain that the conduction and heavy hole in Si exist as *s*- and *p*-like wave, with angular momentum components of $J^s = \pm 1/2$ and $J^{hh} = \pm 3/2$, respectively. Other possible mechanism of doublet might be related to *nc*-Si and *a*-Si in nanolayers which have two different carrier states. However, this topic is not fully understood and one can need careful and detail investigation which will possibly be proposed in future.

Conclusion

Optical and chemical properties of 2D silicon nanolayers in Mo/Si multilayers was investigated. Silicon layer coexist with Mo nanolayer as *nc*-Si dispersed in *a*-Si matrix which contains small fraction of SiO₂ in the Mo/Si multilayer films. Broadening of the Raman shift and increase in band gap with decrease in Si layer was observed, which is associated to the formation of defects and confinement of phonon and electron. The results of the present work further extend our knowledge to understanding the electrochemical nature of silicon in Mo/Si multilayer mirrors which is demanding for soft x-ray and EUV optics. In future these methods will be extended to investigate the interfacial phases and microscopic stress in multilayers.

References

1. N.A. Chkhalo, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko // J. Vac. Sci. Technol. B, 35, 62002 (2017).
2. M. Cai, D.D. Allred, A. Reyes-Mena, J. Vac. Sci. Technol. A, 12, 1535 (1994).
3. N.M. Park, C.J. Choi, T.Y. Seong, S.J. Park // Phys. Rev. Lett., V. 86, 1355 (2001).
4. G. Allan, C. Delerue, M. Lannoo // Appl. Phys. Lett., V. 71, 1189 (1997).
5. R.A. Street // Adv. Phys., V. 30, 593 (1981).
6. K. Winer // Phys. Rev. B, V. 35, 2366 (1987).
7. H.T. Nguyen, F.E. Rougieux, D. Yan et al // Solar Energy Mater. & Solar Cells, V. 145, 403 (2016).
8. F. Trani, G. Cantele, D. Ninno, G. Iadonisi // Phys. Rev. B., V. 72, 75423 (2005).

Spectrometers for observation of XUV radiation generated under irradiation of solid targets with multiterawatt laser pulses

E.A. Vishnyakov^{1,*}, A.N. Shatokhin¹, A.O. Kolesnikov^{1,2}, E.V. Nosach², E.N. Ragozin¹, B. Gonzalez Izquierdo³, T.A. Pikuz^{4,5}, A. Sagisaka³, K. Ogura³, D. Neely⁶, H. Kiriya³, M. Kando³, A.S. Pirozhkov³

1 P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Leninsky Prospekt, 53, Moscow, 119991.

2 Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskii Per. 9, Dolgoprudnyi, Moscow Region, 141701.

3 Kansai Photon Science Institute, National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto, 619-0215, Japan.

4 Institute for Open and Transdisciplinary Research Initiatives, Osaka University, Suita, Osaka, 565-0871, Japan.

5 Joint Institute for High Temperature of Russian Academy of Sciences, Izhorskaya Str., 13 Bd. 2, Moscow, 125412.

6 Central Laser Facility, Science and Technology Facility Council, Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire, OX11 0QX, United Kingdom.

*juk301@mail.ru

Design of several spectroscopic and imaging instruments built for analysis of extreme ultraviolet radiation generated under irradiation of thin solid films is discussed. The extreme ultraviolet radiation was produced at laser intensities up to 10^{22} W/cm² reached by tight focusing of femtosecond laser pulses on solid targets. The spectral ranges of operation of the instruments were defined by structure of the multilayer mirrors employed and the thin filters served. A concise overview of the whole high-power experiment on laser-matter interaction is presented, and some preliminary results are briefly summarized.

Introduction

Petawatt-class laser interaction with matter revealed novel regimes of high energy charged particle acceleration and high brightness generation of electromagnetic radiation over a broad range of photon energies [1–3].

The primary goals of the experiment conducted cover achieving ultra-high on-target intensities $\sim 10^{22}$ W/cm², engendering efficient conversion of laser energy into hard X-rays [4, 5] and generating intense coherent soft X-rays and extreme ultraviolet (XUV) radiation [2,3,6].

Here we describe design of three scientific instruments intended for registration of XUV radiation emitted from plasma generated in a ~ 2 μ m focal spot on a thin solid target (Fig. 1).

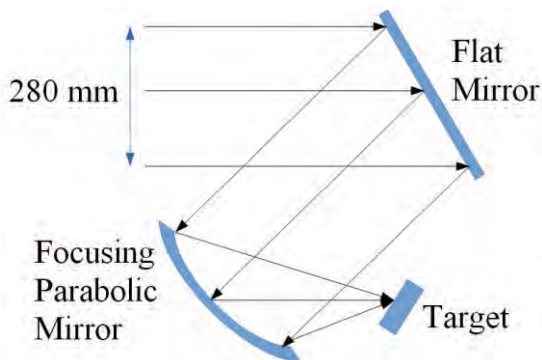


Fig. 1. Layout of the focusing system. Laser beam is focused by an off-axis parabolic mirror into ~ 2 μ m focal spot on target

Layout of the experiment

The J-KAREN-P laser facility [7, 8] femtosecond pulses (0.3 PW, 35 fs) were reflected from two mirrors with gold coating to be focused into a focal spot with diameter < 2 μ m to reach the $\sim 10^{22}$ W/cm² intensity on a thin solid tape. In this experiment we used several types of targets: stainless steel, aluminum, tantalum and kapton. Thicknesses of different tapes have varied from 0.8 μ m (Al) to 50 μ m (Ta).

The parabolic mirror reflectance somehow degraded during the experiment because of deposition of the vaporized target material (debris) onto the surface of the mirror, although the targets were oriented at 45° to the central ray of the focused laser beam (Fig. 1). At the beginning of the experiment, 63% of laser energy was transmitted to the target, while in the end of experiment it was only 53%. We assumed that the amount of target material deposited onto the surface of the mirror in a single shot depends on just two parameters: the target thickness h_n and the energy of the laser pulse E_n on the target. The mirror reflectance after n^{th} shot is

$$\rho_n = \rho_{n-1} \cdot \exp(-kh_n E_n^\alpha), \quad (1)$$

where α is an unknown parameter, but its value is not principal, as it can be seen from Fig. 2. We applied the model to the whole set of 1750 shots, and found that α values affect the degradation curve only slightly.

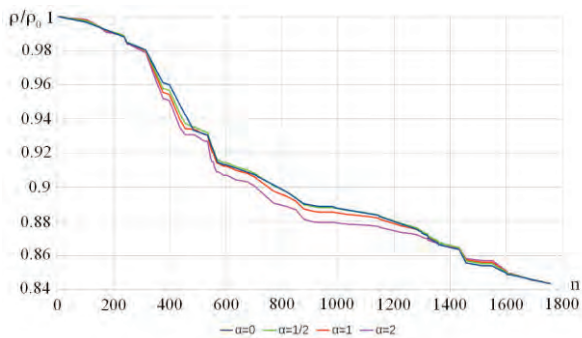


Fig. 2. Dependence of the parabolic mirror relative reflectivity on the shot number in the model (1) with different α values

XUV Spectrometers

In the experimental setup we used two channels for XUV spectrometers to observe XUV radiation spectra in specular reflection direction ("3FF") and nearly in the direction of initial focused laser beam propagation (12° off-axis), as it is shown in Fig. 3.

3FF is a 3-channel XUV spectrometer [9] comprising three tapered grazing-incidence elliptically bent mirrors and a grazing-incidence spherical VLS flat-field reflection diffraction grating. Three channels enable simultaneous recording of spectra at three observation angles.

An XUV spectrometer employed in the direction of the initial laser beam propagation is composed of a Mo/Si focusing multilayer mirror (MM) with aperiodic structure optimized for maximum uniform reflection in the 12.5–25 nm spectral range [10–11], a transmitting diffraction grating (DG) having 5000 lines per mm, and a CCD detector. In order to avoid both the target and the parabolic mirror with optical path of the spectrometer, we made the central ray incidence angle 3.5° on the Mo/Si MM, ensuring a controllable astigmatism within the scheme. Under the best spectral focusing conditions shown in Fig. 3, the ray-tracing predicted focal spot size of around $12 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$. The estimated spectral resolving power of the spectrometer is ~ 300 .

The preliminary analysis has shown that at certain conditions, XUV harmonics are generated in the 3FF (specular) direction, while behind the target all the spectra recorded are continuous.

Let us also mention one imaging instrument based on a periodic Mo/Si MM with $\lambda_0 = 17.5 \text{ nm}$ and $R = 1.6 \text{ m}$. The MM was put near the 3FF direction, and as a detector in the scheme we used LiF crystal with sub- μm spatial resolution [12]. It showed the size of XUV radiation source in the experiment to be around $\approx 1 \mu\text{m}$.

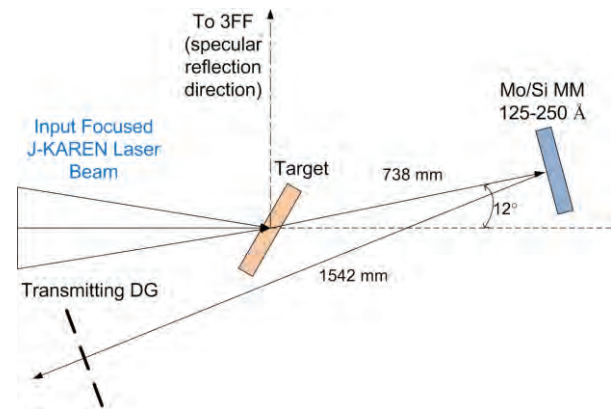


Fig. 3. Schematic layout of the two spectrometers positioning

Acknowledgements

We thank the J-KAREN-P laser operation group. We acknowledge financial support from ELI-Beamlines, JSPS JP 19H00669, and QST Director Funds 創成の研究 16 and 創成の研究 20.

References

1. G. A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov // *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309-371 (2006).
2. M. Kando, A. S. Pirozhkov, K. Kawase *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **103** (23), 235003 (2009).
3. A.S. Pirozhkov, T.Zh. Esirkepov, T.A. Pikuz *et al.* // *Sci. Rep.*, **7** (1), 17968 (2017).
4. T. Nakamura, J. K. Koga, T. Zh. Esirkepov *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 195001 (2012).
5. K. V. Lezhnin, P. V. Sasorov, G. Korn *et al.* // *Phys. Plasmas*, **25**, 123105 (2018).
6. U. Teubner, P. Gibbon // *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 445-479 (2009).
7. A. S. Pirozhkov, Yu. Fukuda, M. Nishiuchi *et al.* // *Opt. Express*, **25**, 20486-20501 (2017).
8. H. Kiriyama, A. S. Pirozhkov, M. Nishiuchi *et al.* // *Opt. Lett.*, **43**, 2595-2598 (2018).
9. D. Neely, D. Chambers, C. Danson *et al.* // *AIP Conf. Proc.*, **426**, 479-484 (1998).
10. N.N. Kolachevsky, A.S. Pirozhkov, E.N. Ragozin // *Quantum Electron.*, **30** (5), 428-434 (2000).
11. E.A. Vishnyakov, F.F. Kamenets, V.V. Kondratenko *et al.* // *Quantum Electron.* **42** (2), 143-152 (2012).
12. A. Y. Faenov, T. A. Pikuz, P. Mabe *et al.* // *Sci. Reports*, **8**, 16407 (2018).

Рентгеновская флуоресцентная микроскопия осмотически нейтрального натрия в сердечной мышечной ткани

И.А. Артюков^{1,*}, Г.П. Арутюнов², М.А. Бобров³, И.Н. Букреева¹, А.В. Виноградов¹, Д.О. Драгунов², Alessandra Gianoncelli⁴, Р.М. Фещенко¹

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

2 Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, ул. Островитянова, 1, Москва, 117997.

3 Московский областной научно-исследовательский клинический институт им. М.Ф. Владимирского, ул. Щепкина, 61/2, Москва, 129110.

4 Elettra - Sincrotrone Trieste S.C.p.A., SS14 – km 163.5, Trieste, 34149, Italy.

*iart@lebedev.ru

До настоящего времени существовали только косвенные указания на присутствие натрия в связанном состоянии в тканях мышц и кожи. В данной работе впервые проведено количественное исследование химического состава мышечных тканей сердца на клеточном уровне с использованием методов рентгеновской флуоресцентной микроскопии. Эксперименты проводились с использованием сканирующего рентгеновского микроскопа TwinMic на синхротроне ELETTRA (Италия). Сопоставление полученных карт распределения внутри- и вне-клеточного натрия в образцах сердечных тканей групп животных, разделенных по количеству суточного потребления натрия, позволило экспериментально подтвердить высказанные ранее гипотезы о существовании депонированных состояний натрия в межклеточном пространстве (интерстициях). Несмотря на свою осмотическую пассивность, такие натриевые депозиты могут оказывать существенное влияние на механические свойства мышечных волокон, ухудшать их эластичность и, в конечном счёте, приводить к серьёзным сердечным заболеваниям.

Введение

В течении последних 15 лет взгляд на процессы натриевого гомеостаза сильно изменился. В настоящее время имеется достаточно данных, чтобы говорить о модели, содержащей наряду с ранее известными формами осмотически активного натрия в жидкостных отделах ткани (в интерстициях и кровеносных сосудах) третью форму, в которой натрий может накапливаться без удержания равновесного количества воды, в основном в тканях мышц и кожи [1]. В связи с тем, что натрий играет большую роль в различных биохимических процессах организма, он являлся и является объектом многочисленных исследований с использованием различных медицинских и физико-химических методов. Однако до настоящего времени не удавалось получить точную картину пространственного распределения натрия непосредственно в мышечных тканях с высоким пространственным разрешением.

Экспериментальные методы

Приготовление образцов тканей миокарда

Пятнадцать самцов крыс рода Wistar в возрасте от 15 до 16 недель были разделены на две группы с одинаковым весом тела, 297,4±68,4 г (группа нормального потребления соли) и 252,0±67,4 г (группа

избыточного потребления соли). Начиная с третьей недели, крысам давали разные диеты: высокосолевая группа получала около 2 мкэВ натрия в пище на 200 г веса тела, низкосолевая группа – соответственно около 0,2 мкэВ. Через 8 недель у животных изымались и консервировались в формалине образцы различных органов.

3-х микронные срезы ткани миокарда с фиксацией в парафине изготавливались в соответствии со стандартной гистологической процедурой. Для гистологического анализа срезы окрашивались и помещались на предметные стекла. Для рентгеновской микроскопии соответствующие срезы не окрашивались и фиксировались на тонкую полимерную пленку ULTRALENE толщиной 4 мкм.

Рентгеновский флуоресцентный микроскоп TwinMic (ELETTRA)

Эксперименты по изучению пространственного распределения натрия в срезах тканей миокарда проводились на рабочей станции TwinMic [2] синхротрона ELETTRA (г. Триест, Италия) при энергии электронов в накопительном кольце 2,4 ГэВ и токе 160 мА.

Для получения карт распределения натрия рентгеновский микроскоп TwinMic работал в сканирующем режиме с энергией рентгеновского пучка $E =$

1,472 кэВ. Размер пятна, сфокусированного зонной пластикой на поверхности образца, составлял 1,2 мкм и был выбран с помощью диафрагмы размером 75 мкм в качестве компромисса между размером области сканирования (60...80 мкм), пространственным разрешением (около 1 мкм) и временем сканирования одной области (6...8 ч).

Одновременно с получением рентгеновских изображений с измерялся спектр рентгеновской флуоресценции в диапазоне $E = 180...2000$ эВ для обнаружения и калибровки K_{α} -линий натрия ($E = 1,041$ кэВ) и других химических элементов. При сканировании время записи рентгеновских спектров флуоресценции в одном пикселе изображения составляло 5 с. Для количественной обработки спектров использовалась программа РумСА.

Обработка результатов измерений.

Всего в эксперименте исследовались по три области в каждом образце срезов тканей миокарда, взятых у семи животных: 5 животных принадлежали к группе высокосолевой диеты и 2 – к контрольной группе низкосолевой диеты. Применение метода комбинированной абсорбционной/флуоресцентной рентгеновской микроскопии позволило сравнительно легко разделить внутриклеточное и внеклеточное пространства при определении уровня концентрации натрия (см. Рисунок 1). Для статистической обработки внутри каждого пространства выделялись участки размером 3x3 пикселя, т.е. 3,6 мкм x 3,6 мкм с вычислением соответствующего среднего значения. Таким образом, было получено 126 значений уровня содержания натрия в разных точках внутри и снаружи клеток кардиомиоцитов групп животных, разделенных по количеству суточного потребления натрия.

В результате статистической обработки полученных результатов удалось установить, что уровень содержания натрия внутри кардиомиоцитов у всех животных приблизительно одинаковый, что подтверждает однородность статистической выборки с точки зрения схожих условия приготовления срезов ткани и их параметров (толщины срезов, плотности и т.п.).

С другой стороны, равенство уровня натрия во внутриклеточном пространстве является следствием калий-натриевого баланса, который поддерживается организмом во всех пространствах тканей.

Однако, проведенные измерения выявили существенное отличие в уровнях содержания натрия во внеклеточном пространстве (интерстициях) кардиомиоцитов разных групп животных, которое не может быть объяснено без использования предположения о существовании связанного, осмотически пассивного натрия в виде депозитов, образующихся при повышенном потреблении натрия.

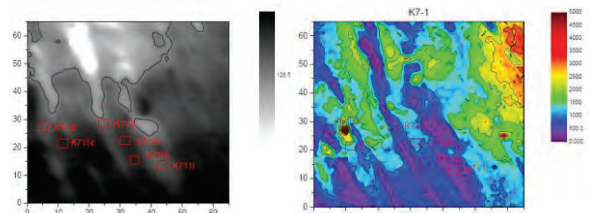


Рис. 1. Рентгеновские изображения срезов ткани миокарда: слева – изображение в виде рентгеновского абсорбционного контраста (энергия фотонов 1,47 кэВ), справа – карта интенсивности флуоресценции К-линии натрия (энергия 1,04 кэВ). Размер области - 80 мкм x 80 мкм

Результаты

Обнаруженное с помощью рентгеновской флуоресцентной микроскопии повышенное содержание натрия в интерстициях мышечных тканей сердца является, по-видимому, первым экспериментальным подтверждением гипотезы о существовании депозитов натрия в связанном состоянии. Несмотря на свою осмотическую пассивность, такие депозиты могут оказывать сильное влияние на механические свойства сердечной мышцы, вызывая целый ряд сердечных дисфункций и заболеваний. Таким образом, результаты данного исследования могут иметь большое значение для профилактики и лечения сердечных заболеваний и являются основой для продолжения дальнейших исследований в этом направлении.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-02-00394 и № 18-08-01066.

Литература

1. R.H.O. Engberink, V. Selvarajah, L. Vogt // *Pediatric Nephrology*, 1-8 (2019).
2. A. Gianoncelli, G. R. Morrison, B. Kaulich, *et al.* // *Applied Physics Letters*, V.89, 251117 (2006).

Интерферометр с дифракционной волной сравнения для промышленных применений

А.А. Ахсахалян, И.В. Малышев, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов*,
Б.А. Уласевич, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Безэталонный интерферометр с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС) используется для прецизионных измерений формы поверхности и волновых aberrаций оптических элементов и систем. Прецизионность БЭИДВС достигается за счет замены эталонной поверхности сферическим волновым фронтом, образованным в результате дифракции света на малой апертуре, сравнимой с рабочей длиной волны интерферометра. Представлен макет БЭИДВС, который разработан в едином корпусе для промышленного применения. В качестве генератора сферического фронта, используется одномодовое оптическое волокно с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой. Представлены его технические и точностные характеристики, требования к помещениям для проведения измерений, а также возможные схемы измерений основных оптических элементов и систем.

Введение

В рамках проекта Минобрнауки РФ 2018-2020 был разработан макет безэталонного интерферометра с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС) в едином корпусе для промышленных применений. БЭИДВС предназначен для прецизионных измерений формы поверхности оптических элементов и aberrаций оптических систем. Высокая точность измерений достигается благодаря отсутствию эталонов при формировании сферической волны сравнения. В качестве генератора сферической волны сравнения используется одномодовое оптическое волокно с субволновой выходной апертурой [1]. БЭИДВС позволяет изучать форму вогнутых сферических поверхностей, а так же aberrации оптических систем (объективов) и телескопов.

Описание БЭИДВС

На рисунке 1 показан внешний вид БЭИДВС.

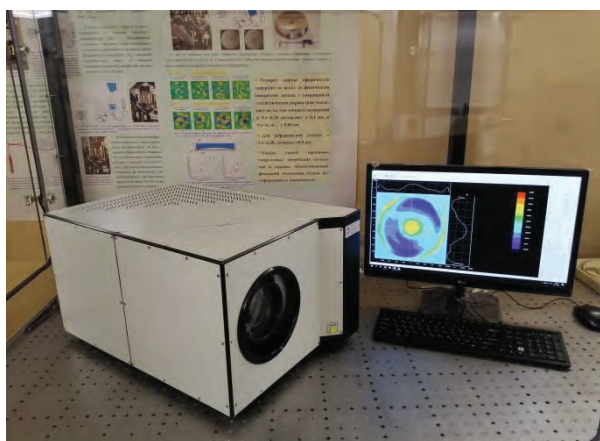


Рис. 1. Внешний вид интерферометра

Внутреннее устройство и описание основных элементов БЭИДВС, а также основные элементы управления, расположенные на задней панели интерферометра, показаны на рисунках 2 и 3.

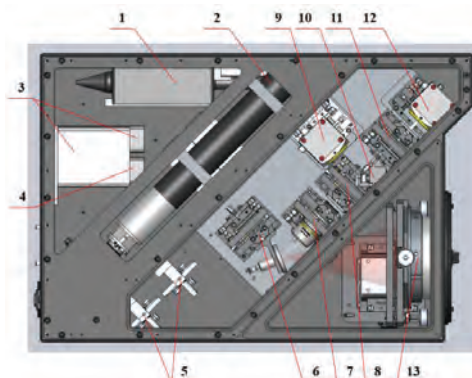


Рис. 2. Внутреннее устройство и описание основных элементов БЭИДВС. 1 – блок питания лазера; 2 – стабилизированный по мощности и длине волны He-Ne лазер с оптическим изолятором и пятикоординатной системой с асферической линзой для ввода лазерного излучения в одномодовое оптоволокно; 3 – блок контроллера фазосдвигающих элементов (БКФСЭ); 4 – блок управления заслонкой для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели) и ПИД-регулятор для контроля температуры окружающей среды внутри корпуса интерферометра; 5 – оптоволоконные поляризационные контроллеры; 6 – пятикоординатный стол для интегрированного модуля источника эталонной сферической волны (ИМИ-ЭСВ), который устанавливается в фазосдвигающий элемент №1 (включение на задней панели прибора «БКФСЭ Канал 1»); 7 – пятикоординатный стол для объектива; 8 – пятикоординатный стол для проекционной линзы №1; 9 – видеочкамера №2 (Канал 2 работы интерферометра); 10 – заслонка для переключения режима работы интерферометра (кнопка «Настройка» на задней панели); 11 – пятикоординатный стол для проекционной линзы №2; 12 – видеочкамера №1 (Канал 1 работы интерферометра); 13 – пятикоординатный стол (X, Y, Z, φ, θ) для оптических насадок с проходным диаметром до 100 мм

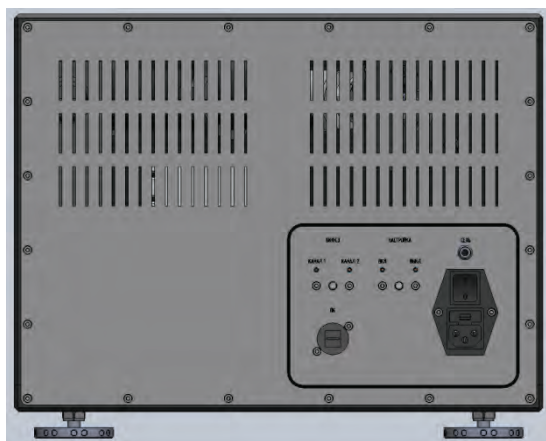


Рис. 3. Основные элементы управления, расположенные на задней панели интерферометра БЭИДВС: - кнопка «СЕТЬ» включения интерферометра (зеленый индикатор); - кнопка переключения режима работы блока контроллера фазосдвигающих элементов («БКФСЭ») с выбором Канала 1 (зеленый индикатор) или Канала 2 (красный индикатор); - кнопка «Настройка» (ВКЛ – белый индикатор, ВЫКЛ – красный индикатор); - USB-разъем «ПК» для подключения кабеля для связи с персональным компьютером

На рисунке 4 представлен вид БЭИДВС для измерения формы поверхности вогнутых сферических поверхностей.

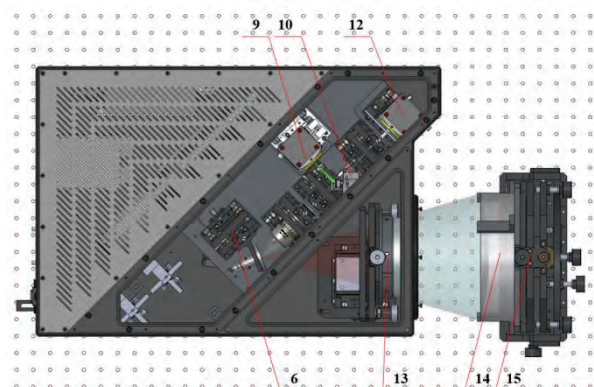


Рис. 4. Методика измерений формы вогнутых сферических поверхностей на БЭИДВС. 14 – вогнутое сферическое зеркало; 15 – пятикоординатный (X, Y, Z, φ, θ) стол для детали диаметром до 200 мм

Результаты

БЭИДВС обладает следующими техническими характеристиками, приведенными в таблице 1.

Таблица 1. Технические характеристики БЭИДВС.

Наименование параметра	Значение
Габаритные размеры, мм	600x400x300
Рабочая длина волны, нм	632,8 нм
Рабочая числовая апертура (NA) оптической системы	0,28
Тип измерений	Амплитудный, фазовый
Ориентация оптической оси	горизонтальная
Точность измерений, нм	< 2
Типы измеряемых оптических элементов	- вогнутые и выпуклые (с корректором) сферические поверхности - объективы - телескопы - плоскости (с корректором) - асферическая оптика (с корректором)

Для правильного функционирования БЭИДВС измерения необходимо производить в термостатированном помещении на виброизоляционном столе. Необходимо исключить воздушные потоки на месте работы.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН, при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Соглашения № 075-02-2018-182 (RFMEFI60418X0202).

Литература

1. N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum, V. 79, P. 033107 (2008).

Широкополосные зеркала для спектрогелиографов солнечной обсерватории КОРТЕС

М.М. Барышева¹, Е.А. Вишняков², С.А. Гарахин^{1*}, С.Ю. Зуев¹, А.С. Кириченко², С.В. Кузин², В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

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

*garahins@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается процесс оптимизации, синтеза и аттестации широкополосных рентгеновских зеркал для спектрогелиографов солнечной обсерватории КОРТЕС. Аперидические Mo/Si зеркала рассматриваются как система последовательно напыленных периодических структур. Показано, что данный подход позволяет эффективно решать обратную задачу и осуществлять последующую корректировку толщин слоев для лучшего соответствия рассчитанному профилю коэффициента отражения. Синтезированы широкополосные зеркала для работы в диапазонах длин волн 17 – 21 нм и 28 – 33 нм.

Введение

В задачи миссии КОРТЕС входит исследование фундаментальных физических процессов, происходящих в солнечной короне. Примером таких процессов является генерация солнечных вспышек. Спектрогелиографы КОРТЕС [1] имеют бесщелевую конструкцию, основанную на плоской дифракционной решетке, однозеркальном объективе и ПЗС-детекторе (рисунок 1).

Для предотвращения распространения паразитного излучения на входной апертуре каждого спектрогелиографа размещен многослойный фильтр.

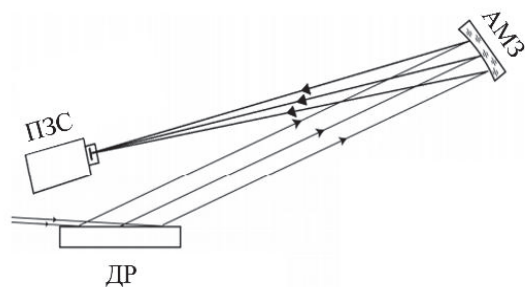


Рис. 1. Принципиальная схема спектрогелиографа солнечной обсерватории КОРТЕС

Солнечное излучение, рассеянное решеткой, фокусируется параболическим зеркалом с многослойной структурой. Многослойное зеркало является решающим фактором, поскольку оно определяет спектральный диапазон каждого спектрогелиографа. В спектральном диапазоне от 17 до 35 нм, где работают оба спектрогелиографа, наиболее часто используемой структурой для проектирования много-

слойных зеркал является бинарная многослойная структура Mo/Si.

Для захвата требуемого спектрального диапазона необходимо проектировать многослойные зеркала на основе аперидических структур (АМЗ). АМЗ обладают уширенной спектральной полосой отражения, по сравнению с традиционными периодическими структурами [2], которые имеют коэффициент отражения резонансного типа, определяемый уравнением Вульфа-Брегга. Инжиниринг АМЗ — сложная многопараметрическая задача, требующая применения оптимизационных методик [3]. Для соблюдения достаточной точности нужно на самом первом этапе оптимизации задавать реальные параметры моделируемых структур [4]. Стековый подход состоит в возможности представления аперидического зеркала как набора некоторого количества периодических структур, что позволяет обойтись всего несколькими предварительными напылениями и дает возможность осуществлять корректировку параметров распыления для лучшего попадания в целевые толщины слоев при следующем синтезе структуры.

Синтез и аттестация АМЗ для работы в диапазонах 17 – 21 нм и 28 – 33 нм

Образцы изготавливались методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении $1 \cdot 10^{-3}$ торр. В качестве подложек использовались кремниевые пластины для микроэлектронной промышленности с эффективной шероховатостью

0,3 нм. Изготовленные широкополосные зеркала аттестовались по отражению на разработанном рефлектометре [5], в котором для монохроматизации излучения используется высококорреляющий спектрометр Черни-Тюрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами

Источником рентгеновского излучения является высокоионизованная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка (плотность мощности $10^{11} - 10^{12}$ Вт/см²) на твердотельную мишень. Сканирование по спектру осуществляется поворотом дифракционной решетки. Кроме того, для изучения строения многослойных зеркал применялся метод малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Измерения проводились в диапазоне углов падения излучения на образец $\theta = 0 - 5^\circ$ с использованием четырехкристалльного высококорреляющего дифрактометра PANalytical X'Pert Pro на длине волны 0,154 нм. Результат решения обратной задачи по рентгенооптическим данным с использованием авторской программы «Multifitting» [6] показан на рисунке 2.

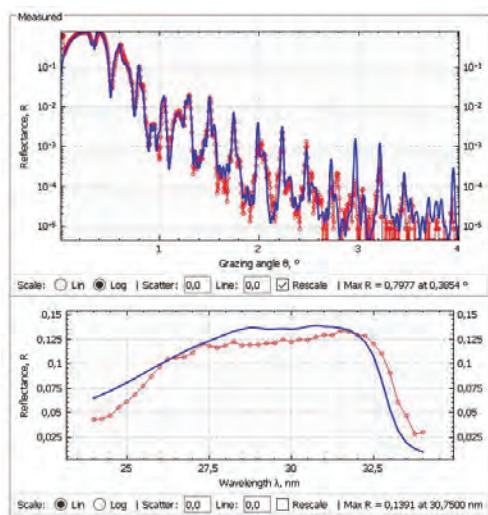


Рис. 2. Пример решения обратной задачи для аperiodической структуры Mo/Si, предназначенного для спектрогелиографа «КОРТЕС». Красные кривые — эксперимент, синие — результат решения обратной задачи

Примененный подход позволил за три итерации добиться «плато» в области 17 – 21 нм и 28 – 33 нм.

Также стекловые зеркала оказываются намного более выигрышными с точки зрения скорости изготовления и аттестации, что в конечном итоге, позволяет проводить грамотную коррекцию процесса напыления и за небольшое число итераций достигать расчетных параметров структуры.

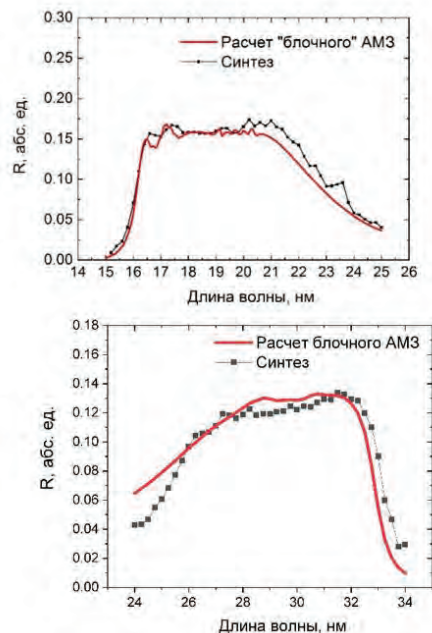


Рис. 3. Сравнение кривой отражения синтезированной аperiodической Mo/Si структуры с расчетом для диапазона 17–21 нм (вверху) и для диапазона 28–33 нм (внизу)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 20-02-00708, 19-02-00081.

Литература

1. V. Shestov, S. Ulyanov, E. Vishnyakov *et al.* // SPIE, 9144, 91443G1 (2002).
2. S. Yulin *et al.* // SPIE, 4782, 196-203 (2002).
3. М. М. Барышева, С. А. Гарахин, С. Ю. Зуев *et al.* // Квант. электроника, 49, 4, (2019).
4. С. А. Гарахин, Е. Н. Мельчаков, В. Н. Полковников *et al.* // Квант. Электрон., 47, 4 (2017).
5. С. А. Гарахин, И. Г. Забродин, С. Ю. Зуев *et al.* // Квант. Электрон., 47, 4 (2017).
6. M. Svechnikov, D. Pariev, A. Nechay *et al.* // J. Appl. Cryst., 50, 1428 (2017).

Сравнительное тестирование тонких пленок в качестве «прострельных» мишеней рентгеновских трубок

М.М. Барышева, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин*, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Разработан и введен в эксплуатацию новый экспериментальный стенд, предназначенный для измерения эффективности рентгеновской эмиссии из тонкопленочных мишеней в геометрии «на просвет». Конструкция стенда допускает проведение сравнительного тестирования эмиссионных свойств до трех пленочных мишеней путем их последовательной установки в электронный пучок. Первые эксперименты позволили провести корректное сравнение энергетических спектров электронов, проходящих через образцы бериллиевых пленок толщиной 100 нм и 200 нм при различных значениях энергии электронов в пучке.

Введение

В настоящее время ведутся исследования возможности создания динамической маски на основе миниатюрной матрицы микрофокусных рентгеновских трубок с пленочными «прострельными» анодами для задач нанолитографии [1]. В рамках этих исследований необходимо выбрать пленочную мишень с учетом длины волны характеристической линии материала анода, эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения, а также эксплуатационной стойкости (термостабильности, механической прочности) пленки. Технически сложным экспериментальным моментом является правильное измерение тока электронов на тонкую пленку, поскольку необходимо учитывать вторичную электронную эмиссию, отражение и прохождение электронов. Так, для достаточно тонких пленок при повышении энергии падающих электронов наблюдается изменение знака регистрируемого тока мишени: ток поглощенных в пленке электронов становится меньше тока вторичных электронов.

Измерение же тока катода также дает большую ошибку, поскольку особенностью конструкции используемой рентгеновской трубки является то, что не весь ток с катода достигает мишени, а также из-за утечек, растущих с ускоряющим напряжением. Для преодоления обозначенных сложностей создан экспериментальный стенд, позволяющий проводить поочередные измерения нескольких пленочных мишеней в одном и том же электронном пучке (без развакуумирования и перестройки параметров электронной пушки). Цель работы состоит в измерении максимальной интенсивности излучения (с

учетом термостойкости мишени) и коэффициентов конверсии энергии электронов в энергию характеристических линий для пленок различного состава и толщины. Также методом прямого сравнения будут определены спектры проходящих электронов, что позволит уточнить сечения ионизации и рассеяния при торможении электронов в бериллии, выбрать наиболее адекватную физическую модель.

Описание стенда

Новый экспериментальный стенд создан на базе рентгеновского рефлектометра с двухзеркальным монохроматором [2]. На первом этапе модернизации установки был заменен узел мишени разборной рентгеновской трубки, что позволило проводить эксперименты в геометрии «на просвет». Была измерена эффективность генерации характеристического излучения из ряда мишеней на основе Be [3]. Однако, в силу обозначенных выше причин, достоверность полученных данных могла оказаться невысокой.

В рамках настоящей работы камера мишени была заменена на новую, позволяющую разместить до трех пленочных мишеней на подвижном держателе, посредством которого возможно поочередное введение образцов в электронный пучок (рис.1). В камере монохроматора [2] на данном этапе был установлен спектрометр проходящих электронов, а в дальнейшем будут также располагаться двухзеркальный монохроматор с детектором излучения (либо детектор без монохроматора, со входным пленочным фильтром).



Рис. 1. Фотография камеры мишеней рентгеновской трубки

Эксперимент

Тест работоспособности стенда заключался в регистрации тока на анод для массивных мишеней из Вe и Си. Отношение сигналов при изменении ускоряющего напряжения от 1 кВ до 7 кВ изменялось от 2.4 до 1.25 (сигнал на бериллии был больше), что подтверждает тезис о необходимости учета вторичной электронной эмиссии при измерении тока на мишень. Далее были установлены пленочные мишени из бериллия толщинами 100 нм и 200 нм; третья позиция была оставлена свободной для калибровки проходящего на электронный спектрометр тока. На рис. 2 представлены зависимости регистрируемого тока на мишень от ускоряющего напряжения. Немонотонное поведение сигнала в области 2 - 5 кВ связано, по нашему мнению, с зависимостью коэффициента вторичной эмиссии от энергии падающих электронов. Инверсия тока на тонкую пленку при высоких (более 5 кВ) ускоряющих напряжениях связана, как уже упоминалось ранее, с тем, что число поглощенных в пленке электронов падающего пучка становится малым по сравнению с числом выбитых ими из мишени вторичных электронов. На рис. 3 приведены полученные энергетические спектры прошедших электронов. Зависимости рис. 3 а) и б) построены в одних и тех же единицах по вертикальной оси. Видно, что уже начиная с энергии около 3 кВ значительная часть падающих электронов проходит 100-нм пленку без существенной потери своей энергии.

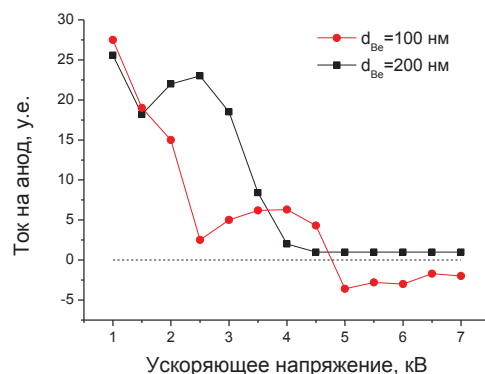


Рис. 2. Ток на пленочные мишени из Вe толщинами 100 и 200 нм в зависимости от ускоряющего напряжения

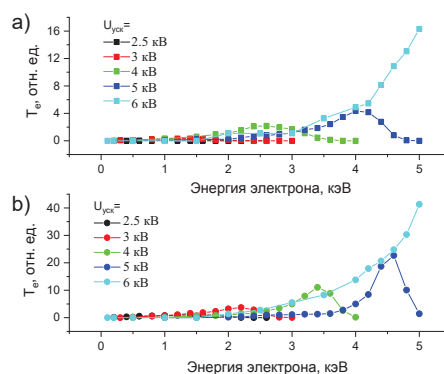


Рис. 3. Энергетические спектры прошедших электронов. а) толщина Вe 200 нм; б) толщина Вe 100 нм

Заключение

Первые эксперименты показали работоспособность стенда, а также сложный вид зависимости тока на пленочной мишени от ускоряющего напряжения рентгеновской трубки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-42-520007, 18-07-00633, 19-07-00173 и программы РАН 0035-2018-0018.

Литература

1. N.I. Chkhalo, A.Ya. Lopatin, A.E. Pestov *et al.* // Proc. of the International Conference "Micro- and Nanoelectronics - 2018". Moscow-Zvenigorod, Russia. October 1-5. 2018. P. O2-01.
2. М.С. Бибишкин, И.Г. Забродин, И.А. Каськов и др. // Известия РАН. Сер.физ., 68(4) с.560–564 (2004).
3. А.Я. Лопатин, Д.Е. Парьев, А. Е. Пестов и др. // ЖЭТФ, Т.154, вып. 6 (12), стр. 1067 (2018).

Особенности применения многослойных зеркал для фокусировки и коллимации рентгеновского излучения источников на основе обратного комптоновского рассеяния

М.М. Барышева*^{1,2}, И.В. Малышев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹,
М.В. Свечников¹, Н.И. Чхало¹

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

² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23.

*mmbarysheva@ipmras.ru

Проанализировано применение многослойных интерференционных рентгеновских зеркал в качестве элементов фокусирующей схемы для компактного источника на основе обратного Комптоновского рассеяния. Показано, что в двухзеркальной системе Киркпатрика-Байеза для фокусировки рентгеновского излучения эффективность многослойных зеркал на порядок превосходит зеркала, работающие на полном внешнем отражении, стековые зеркала имеют небольшое преимущество перед периодическими. Общая эффективность сбора излучения из источника в диапазоне энергий фотонов $\Delta E=10-12$ кэВ достигает 12%.

Введение

Компактные мощные источники «жесткого» рентгеновского излучения востребованы для использования в научных и медицинских лабораториях. В связи с появлением мощных лазеров фемтосекундного класса и специализированных ускорителей, позволяющих генерировать периодические сгустки электронов с высокой частотой и микрометровой фокусировкой в области взаимодействия, возрос интерес к источникам на основе обратного эффекта Комптона [1,2]. Для эффективного использования такого источника на практике важен в том числе оптимальный выбор рентгенооптических элементов, осуществляющих сбор, коллимацию или фокусировку рентгеновского пучка. Оптимально эти задачи могут быть решены с зеркальных систем Киркпатрика-Баеза (К-Б) [3]. В работе проанализировано применение зеркал полного внешнего отражения, периодических и стековых [4] в качестве элементов оптической схемы источника, разрабатываемого для материаловедческих исследований, с максимальной энергией фотонов 12 кэВ.

Спектр источника

Энергия фотонов, рассеянных на угол θ , в результате лобового столкновения лазерного фотона с энергией E_L и релятивистского электрона (релятивистский фактор $\gamma = E_e/E_0$), равна [1]

$$E(\theta) = \frac{4E_L\gamma^2}{1+\gamma^2\theta^2}, \quad (1)$$

т.е. каждому θ отвечает своя энергия рентгеновского кванта, максимальная энергия соответствует $\theta = 0$.

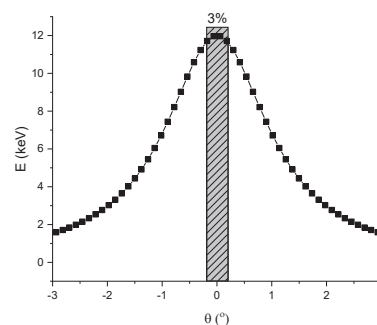


Рис. 1. Расчетная зависимость энергии рентгеновского кванта от угла наблюдения

В случае Yb:YAG лазера $\lambda = 1030$ нм и $\gamma \approx 50$. Выражение (1) задает связь между диапазоном энергий рентгеновских квантов, генерируемых источником, и углом, из которого оптическая система должна захватывать излучение (рис. 1). Пучок электронов в области взаимодействия имеет угловой разброс, поэтому $E(\theta)$ размывается; экспериментально наблюдаемые ширины размытия [1] 3-5% (рис. 1), т.е. использование зеркал со спектральной селективностью $<3\%$ приведёт к потере полезного сигнала.

Зеркала для системы К-Б

Задача оптической схемы К-Б - двумерная фокусировка/коллимация рентгеновского излучения при

максимальном сборе фотонов из источника (в нашем случае 10-12 кэВ). Пусть на зеркало схемы К-Б длиной 300 мм от источника, расположенного на расстоянии 500 мм, приходят лучи в диапазоне углов скольжения $\theta_c \pm \Delta\theta$, отвечающие энергиям от E_{\min} до E_{\max} ; E_{\max} фиксирована, E_{\min} определяется θ_c и геометрическими параметрами схемы (таб. 1). При $\theta_c \leq 0.6^\circ$ $(E_{\max} - E_{\min})/E_{\max} < 3\%$, что означает потери из-за энергетического размытия комптоновской линии. Увеличение угла падения излучения на зеркало выгодно с точки зрения захвата большего диапазона энергий, но при этом спектральная ширина полосы интерференционных зеркал уменьшается.

Таблица 1. Зависимость минимальной энергии рентгеновских квантов, захватываемых зеркалом, и угла сбора излучения $\Delta\theta_{\text{сбора}}$, от угла падения излучения на зеркало θ_c .

$\theta_c, ^\circ$	E_{\min}, keV	$(E_{\max} - E_{\min})/E_{\max}, \%$	$\Delta\theta_{\text{сбора}}, ^\circ$
0,2	11,97	0,25	0,06
0,6	11,71	2,4	0,36
1,0	11,23	6,4	0,6
1,4	10,58	11,8	0,84

Суммарная энергия источника в диапазоне углов $\Delta\theta$:

$$E_{\text{Source}} = \int_0^{\Delta\theta} I(\theta)E(\theta) \cdot 2\pi\theta d\theta, \quad (2)$$

где $I(\theta)$ - число фотонов, испускаемых источником за секунду в единицу телесного угла - может быть описана гауссовой функцией [2] с $\sigma = 8.5$ мрад. Переходя к интегрированию по dE получим:

$$E_{\text{Source}} \propto \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \exp\left(-\frac{2hc}{\sigma^2\lambda E}\right) \frac{1}{E} dE, \quad (3)$$

(константа опущена). Сигнал, отраженный от двух зеркал с коэффициентами отражения $R(\theta_c, E)$:

$$E_{\text{RR}}(\theta_c) \propto \int_{E_{\min}(\theta_c)}^{E_{\max}} R^2(\theta_c, E) \exp\left(-\frac{2hc}{\sigma^2\lambda E}\right) \frac{1}{E} dE. \quad (4)$$

Задача максимизации эффективности оптической схемы $\varepsilon_2(\theta_c) = E_{\text{RR}}(\theta_c)/E_{\text{Source}}$ решалась численно с помощью [5] для трех типов зеркал: Pt зеркала полного внешнего отражения, Pt/C периодические и стековые (3 стека) структуры [4]. По условию Брэгга для энергий 10-12 кэВ периоды $\sim 2-5$ нм, шероховатость ~ 0.3 нм (1.0 нм для массивной Pt пленки).

Результат расчета приведен на рис. 2. С увеличением угла падения излучения на зеркало возрастает диапазон энергий, захватываемых оптической системой, однако условие Брэгга сдвигает пик отра-

жения в область меньших энергий, ширина кривой отражения при больших углах – уменьшается. Конкуренция этих двух эффектов определяет наличие максимума вблизи $\theta_c = 0.8^\circ$.

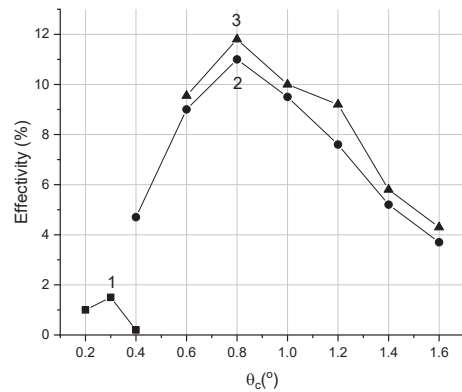


Рис. 2. Эффективность двухзеркальной оптической системы в зависимости от угла скольжения θ_c : 1 – Pt, 2 – периодические Pt/C зеркала, 3 –стековые Pt/C зеркала

Выводы и заключение

Принципы оптимизации зеркал для источников на основе обратного комптоновского эффекта отличаются от других типов источников: основным ограничением их эффективности является зависимость длины волны от угла обзора, поэтому для максимального сбора излучения требуется использовать широкополосные зеркала. Эффективность зеркал полного внешнего отражения на порядок ниже, чем у многослойных; стековые интерференционные зеркала имеют небольшое преимущество перед периодическими, возрастающее в случае одиночного отражения и с ростом энергии фотона. Общая эффективность сбора излучения из источника в диапазоне энергий фотонов $\Delta E = 10-12$ кэВ достигает 12%, для спектральной области $\Delta E/E = 3\% - 69\%$.

Работа поддержана программой Президиума РАН I.1 "Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом", 0035-2018-0018, грантами РФФИ 18-32-00173 и 20-02-00364.

Литература

- Hornberger B., Kasahara J., Gifford M. et. al. // Proc. SPIE V. 11110, P.1111003 (2019).
- Graves W. S., Bessuille J., Brown P. et.al. // Phys. Rev.- Accel. and Beams, 17, 120701 (2014).
- Kirkpatrick P. and Baez A.V. // J. Opt. Soc. Am., V. 38, P. 766 (1948).
- Kuhlmann T., Yulin S., Feigl T. et al. // Proc. SPIE, V. 4688, P. 509 (2002).
- <http://xray-optics.ru/products/software-multifitting/>

Распространение лазерных пучков и импульсов в одномерных РТ-симметричных фотонных кристаллах

В.А. Бушув^{1*}, Д.М. Цветков¹, В.В. Конотоп², Б.И. Манцызов¹

¹ Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия.

² Centro de Física Teórica e Computacional and Departamento de Física, Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa, Lisboa 1749-016, Portugal.

*vabushuev@yandex.ru

Теоретически исследована динамика распространения коротких пространственно-локализованных лазерных импульсов с конечным спектром в квази-РТ-симметричных фотонных кристаллах (ФК) с учетом материальной дисперсии диэлектрической проницаемости. Показано, что использование эффекта неоднородного уширения спектральной линии резонансных атомов в ФК может обеспечить восстановление РТ-симметричных свойств усиливающей-поглощающей периодической среды в конечном спектральном диапазоне частот, формально запрещенном принципом причинности. Спектральным методом решена граничная задача динамической брэгговской дифракции в геометриях Брэгга и Лауэ. Обсуждаются такие эффекты как однонаправленное нулевое брэгговское отражение, асимметрия распространения, усиление и дифракционно-индуцированное деление лазерных импульсов в квази-РТ-симметричных ФК.

Введение

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой искусственно созданные периодические структуры, период которых соизмерим с длиной волны оптического излучения [1]. Они активно изучаются с целью обнаружения новых оптических явлений и их использования для управления световыми пучками и импульсами [2]. В последние годы активно развивается новое направление – оптика РТ-симметричных (PTS) ФК [3]. Оно было инициировано работами в квантовой механике, где было показано [4], что в неэрмитовых системах с PTS комплексным потенциалом, инвариантным относительно преобразования четность(Р)-время(Т), могут существовать квантовые состояния с действительной энергией. РТ-симметричные ФК характеризуются комплексной знакопеременной диэлектрической проницаемостью, которая удовлетворяет условию $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon^*(-\mathbf{r}, \omega)$. Такие ФК являются средами с усилением и поглощением.

В PTS оптических системах были обнаружены новые и достаточно необычные оптические явления: незатухающее распространение, усиление и распад в особой точке PTS мод, спектральная сингулярность, однонаправленное брэгговское отражение и другие эффекты [3]. Однако из соотношений Крамера-Кронига следует, что реализация условий РТ-симметрии возможна только для одной частоты [5]. Поэтому оптические PTS явления изучались в основном для монохроматических волн и пучков.

Недавно в наших работах [6-8] был предложен способ восстановления PTS свойств диспергирующих сред для импульсов с конечным непрерывным спектром. Это возможно в случае так называемой широкополосной квази-РТ-симметрии среды, когда ширина неоднородно уширенной спектральной линии значительно превышает ширину спектра падающего импульса. В настоящей работе представлено решение задачи динамической брэгговской дифракции в 1D квази-РТ-симметричных ФК в геометриях Лауэ и Брэгга вне параксиального приближения [6-8]. Исследована пространственная и временная структура импульсов внутри и вне ФК.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим PTS ФК с зависящей от частоты резонансной комплексной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \tilde{\varepsilon}'(\omega) + i\tilde{\varepsilon}''(\omega)$:

$$\varepsilon(\xi, \omega) = \varepsilon_0 + \varepsilon' \cos(b\xi) + [\tilde{\varepsilon}'(\omega) + i\tilde{\varepsilon}''(\omega)] \sin(b\xi), \quad (1)$$

где $\xi = z$ или x в геометриях Брэгга или Лауэ (рис. 1).

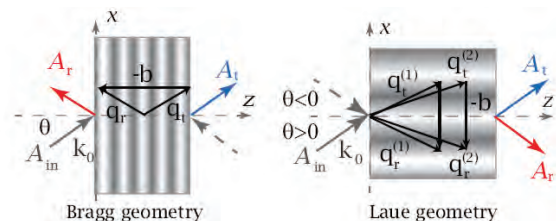


Рис. 1. Схематическое изображение дифракционных схем Брэгга и Лауэ; $b = 2\pi/d$, d – период ФК

Из (1) следует, что точное условие РТ-симметрии $\varepsilon(\xi, \omega) = \varepsilon^*(-\xi, \omega)$ выполняется только на резонансной частоте $\omega = \omega_0$, так как $\tilde{\varepsilon}'(\omega_0) = 0$. Однако неоднородное уширение резко уменьшает величину $\tilde{\varepsilon}'(\omega)$ (рис. 2), что и приводит к квази-РТ-симметрии.

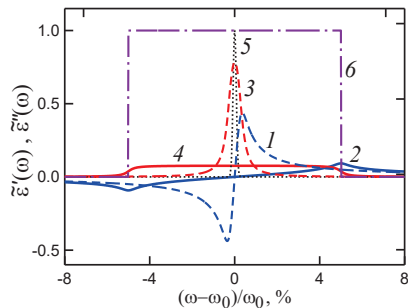


Рис. 2. Действительная (кривые 1, 2) и мнимая (3, 4) части $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ при отсутствии (1, 3) и наличии (2, 4) неоднородного уширения; 5 – спектр падающего импульса с длительностью $\tau = 1$ пс и $\lambda_0 = 0.8$ мкм, 6 – профиль ступенчатой функции неоднородного уширения

В двухволновом приближении парциальные коэффициенты дифракционного отражения при выполнении точного условия Брэгга $R_{1,2} = \pm(\varepsilon_1 \varepsilon_{-1})^{1/2} / \varepsilon_{-s}$, где $\varepsilon_{1,-1} = (\varepsilon' \mp i\varepsilon'' \pm i\varepsilon'')/2$. Здесь $s=+1$ ($s=-1$) при падении слева (справа) в геометрии Брэгга и при угле падения $\theta > 0$ ($\theta < 0$) в геометрии Лауэ (рис. 1). Отсюда следует, что вблизи особой точки, т. е. при $\varepsilon''(\omega_0) = \varepsilon'$, $R_{1,2} \rightarrow 0$ при $s=+1$ и $R_{1,2} \rightarrow \infty$ при $s=-1$.

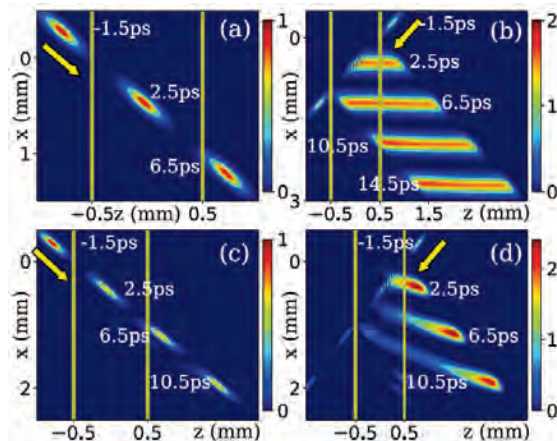


Рис. 3. Динамика распространения короткого оптического импульса с $\tau = 1$ пс в разные моменты времени в ПК (указан вертикальными линиями) при дифракции в геометрии Брэгга. (а), (б) – в условиях квази-РТ-симметрии, (с), (д) – при отсутствии неоднородного уширения; (а), (с) – падение импульса слева, (б), (д) – падение справа

Показано, что динамика импульса кардинально зависит не только от величины параметра усиления-поглощения, но и от знака брэгговского угла

падения в геометрии Лауэ и от направления падения излучения на разные грани ФК в геометрии Брэгга (рис. 3). При этом, в отличие от случая обычного (консервативного) ФК с $\tilde{\varepsilon}(\omega) = 0$, в РТ-симметричном ФК коэффициент дифракционного отражения может быть много больше единицы, а интенсивность поля увеличивается на порядки. Такие резкие изменения свойств ФК особенно сильно проявляются при динамической дифракции вблизи особой точки спонтанного распада РТС решения.

При падении импульса на ФК слева вблизи условия Брэгга в геометрии Брэгга [рис. 3(а)] (или положительном угле падения в геометрии Лауэ [7]) импульс распространяется в квази-РТ-симметричном усиливающе-поглощающем ФК как в прозрачной и однородной среде. Изменение направления падения на ФК в геометрии Брэгга [рис. 3(б)] (или же знака угла падения в геометрии Лауэ [7]) приводит к усиленному дифракционному отражению и существенному изменению формы и увеличению длительности отраженного импульса. При отклонении угла от точного условия Брэгга в геометрии Лауэ появляется пространственно-временное деление импульса, причем один из импульсов формируется только усиленной дифрагированной волной, а другой – прямой и дифрагированной волнами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант No 18-02-00556-а).

Литература

1. E. Yablonovitch // *J. Mod. Opt.*, V. 41, 173 (1994).
2. Б.И. Манцызов, *Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов*, М.: Физматлит (2009).
3. V.V. Konotop, J. Yang, D.A. Zezyulin // *Rev. Mod. Phys.*, V. 88, 035002 (2016).
4. С.М. Bender, S. Boettcher // *Phys. Rev. Lett.*, V. 80, 5243 (1998).
5. A.A. Zyablovsky, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko *et al.* // *Phys. Rev. A*, 89, 033808 (2014).
6. D.M. Tsvetkov, V.A. Bushuev, V.V. Konotop, B.I. Mantsyzov // *Phys. Rev. A*, V. 98, 053844 (2018).
7. D.M. Tsvetkov, V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov // *Phys. Rev. A*, V. 99, 023846 (2019).
8. V.A. Bushuev, D.M. Tsvetkov, V.V. Konotop, B.I. Mantsyzov // *Opt. Lett.*, V. 44, 5667 (2019).

Al/Sc многослойные зеркальные покрытия для длинноволновой части ЭУФ диапазона

Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, С.Ю. Зуев, М.В. Свечников, Н.Н. Цыбин*, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*tsybin@ipmras.ru

Синтезированы Sc/Al зеркала с Si прослойкой на длину волны 584 Å, обладающие узкой полосой пропускания (63 Å), пиковым коэффициентом отражения около 25% и сравнительно неплохой временной стабильностью: за год хранения на воздухе коэффициент отражения снизился на 2,7 %. Показано, что положительный эффект от введения Si прослойки на коэффициент отражения связан скорее с большей эффективностью трехслойной структуры, чем с ее "аморфизирующим" влиянием.

Введение

Длинноволновый экстремальный ультрафиолетовый (ЭУФ) диапазон (длины волн более 350 Å) представляет интерес для задач спектроскопии. В этом спектральном диапазоне расположены интенсивные линии излучения возбужденного гелия, ионов кислорода, неона, кремния и др. Но имеется лишь небольшое количество публикаций, посвященных разработке эффективных отражающих покрытий для этого диапазона. Отчасти это связано с особенностью этого диапазона – сравнительно высоким коэффициентом поглощения большинства материалов, что с учетом больших толщин слоев структур ограничивает эффективность многослойных зеркальных покрытий.

В данной работе рассматриваются Sc/Al и Sc/Si/Al многослойные зеркальные покрытия. Выбор данных пар материалов обусловлен их относительной прозрачностью в диапазоне длин волн 400–600 Å. Целью работы была разработка более узкополосных зеркальных покрытий на длину волны 584 Å (для солнечного телескопа проекта Кортес) по сравнению с ранее изученными Al/Ru и Al/Mo многослойными покрытиями [1].

Результаты и обсуждение

Основываясь на имеющихся оптических константах и принимая во внимание полученные ранние результаты о влиянии тонких Si прослоек на коэффициент отражения Be/Al многослойных покрытий [2], были синтезированы следующие многослойные зеркала: (Sc-16 нм/Al-20 нм)×6, Sc-16 нм, MoSi₂-6.6 нм и (Sc-16 нм/Si-1.4 нм/Al-20 нм)×6, Sc-16 нм, MoSi₂-6.6 нм. Чтобы защитить Sc от окисления, поверх структур был добавлен слой MoSi₂. Измерения угловых зависимостей на длине волны 584 Å на

лабораторном рефлектометре дало значение коэффициентов отражения 22,4–22,8% для Sc/Al и 24,4–25% для Sc/Si/Al. На тройной структуре результаты измерения были подтверждены спектральными измерениями на синхротронном источнике BESSY II (см. рис. 1). Отметим, что полуширина пика отражения на полувисоте составила около 63 Å, что заметно меньше, чем в случае Al/Mo (около 100 Å) или Al/Ru (около 280 Å) структур при сравнимом пиковом коэффициенте отражения.

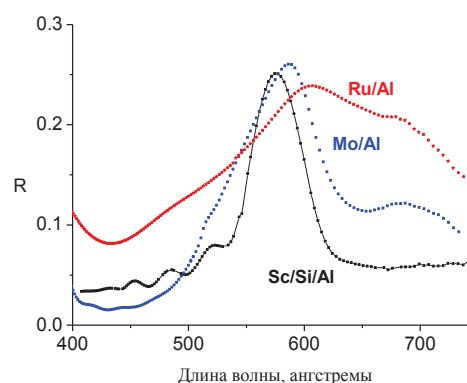


Рис. 1. Измеренные на синхротроне BESSY II спектры отражения от Sc/Si/Al, Mo/Al и Ru/Al зеркал

Однако измеренные пиковые коэффициенты отражения оказались заметно ниже расчетных. Даже если ввести типичное количество окисла (1-2 нм SiO₂) на поверхности пленки и существенные (1-2 нм) шероховатости межслоевых границ, коэффициент отражения на длине волны 584 Å по расчету оказывается 35-40%. Поэтому была предпринята попытка выяснить, в чем причины такого несоответствия.

Возможной причиной несоответствия расчета и измерений могли быть недостоверные оптические константы в этой части спектра. Проверенные оп-

тические константы имеются в коротковолновой части ЭУФ спектра. Поэтому были синтезированы Al/Sc зеркала (без Si и с Si прослойкой на разных границах) на длину волны 171,4 Å. На основе угловых измерений на длине волны 1,542 Å, была проведена реконструкция структуры зеркал.

Как и в длинноволновом диапазоне, на длине волны 171,4 Å также наблюдалась существенная разница между расчетными и измеренными коэффициентами отражения. Расчет коэффициента отражения на длине волны 171,4 Å по параметрам структуры, восстановленной исходя из данных малоугловой рентгеновской дифракции, дает значения в 1,5–2 раза большие, чем при измерении. То есть причины несоответствия, по-видимому, в меньшей степени связаны с неточностью оптических констант, применявшихся в расчете, а в большей – с качеством границ слоев зеркал и (или) наличием примесей в слоях. Только введение в расчете шероховатости границ на уровне 14–17 Å позволяет получить значения коэффициентов отражения равные измеренным.

Во всех случаях, введение тонкой прослойки Si увеличивало коэффициент отражения Al/Sc зеркал. Измерения диффузного рассеяния на длине волны 1,542 Å (на дифрактометре Philips X'Pert Pro, рис. 2) и сканирование поверхностей на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Al/Sc образцов с Si прослойкой и без указывают на отсутствие существенной разницы в величинах шероховатости (которая по данным АСМ измерений составила около 3 Å на кадре 5×5 мкм, рис. 3), а потому увеличение коэффициента отражения, наблюдающееся при введении Si прослойки, связано, по-видимому, только с большей эффективностью отражения от трехслойных структур, что также подтверждается расчетом.

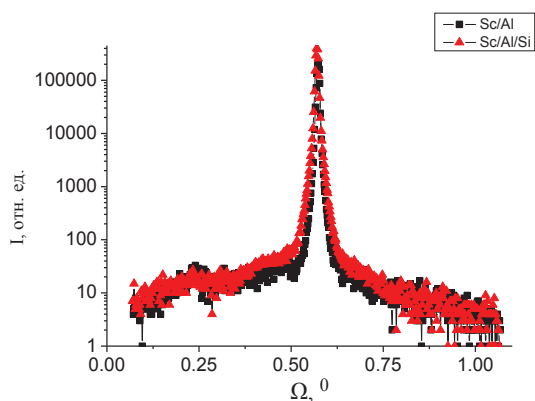


Рис. 2. Угловая зависимость интенсивности диффузного рассеяния на длине волны 1,542 Å для Sc/Al зеркал с Si прослойкой (треугольники) и без (квадраты)

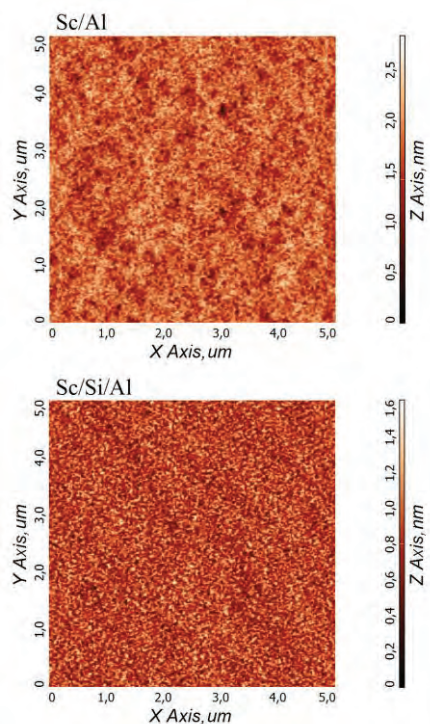


Рис. 3. АСМ изображения поверхностей Sc/Al зеркал с Si прослойкой (внизу) и без (вверху)

Таким образом, на данный момент вопрос о причинах заметного отличия пикового значения коэффициента отражения Sc/Al зеркал от расчетного остается открытым.

Многослойные зеркала Sc/Si/Al с MoSi₂ защитными покрытиями, разработанные на длину волны 584 Å, демонстрируют относительную стабильность: за почти год хранения на воздухе коэффициент отражения снизился с 24,56% до 21,85%. В этом отношении они несколько уступают Mo/Al и Ru/Al зеркалам, однако существенно превосходят последние по узости пика, что важно для выделения из солнечного спектра линии излучения He I и подавление других близко расположенных интенсивных линий.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00588, 19-02-00081 и 19-07-00173.

Литература

1. В.Н. Полковников, Н.И. Чхало, Е. Meltchakov и др. // Письма в ЖТФ, т. 45 (3), 26 (2019).
2. N. Chkhalo, A. Lopatin, A. Nechay *et al.* // J. Nanosci. Nanotechnol., V. 19, 546 (2019).

Измерение квантовой эффективности ПЗС-детекторов с использованием синхротронного излучения

Е.А. Вишняков^{1,*}, П.С. Заверткин², Д.В. Ивлишкин², Н.Ф. Ерхова¹, С.В. Кузин¹,
А.Д. Николенко², А.А. Перцов¹, В.И. Червинский¹, А.С. Шугаров^{1,3}

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

2 Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090.

3 Институт астрономии РАН, ул. Пятницкая, 48, Москва, 119017.

*juk301@mail.ru

Абсолютные значения квантовой эффективности кремниевых ПЗС-детекторов для космического проекта Спектр-УФ были измерены в спектральном диапазоне 115 – 310 нм при помощи синхротронного источника излучения. В качестве опорного детектора излучения использовался калиброванный кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ. Одна из исследуемых ПЗС-матриц, используемая в схеме щелевого спектрографа, имеет интерференционное антиотражающее покрытие для обеспечения более высоких значений квантовой эффективности на заданных длинах волн на определённых участках чувствительной поверхности детектора. Обсуждаются различные модели учёта квантового выхода детектора.

Введение

Перед использованием космических детекторов в эксперименте, полезно знать кривые спектральной чувствительности этих детекторов в их рабочих спектральных диапазонах. Измерению таких кривых и посвящена настоящая работа.

С использованием источника синхротронного излучения на метрологической измерительной вакуумированной станции «Космос» [1] ускорительного комплекса ВЭПП-4 были проведены измерения абсолютных значений чувствительности нескольких ПЗС-детекторов ВУФ диапазона спектра. Эти детекторы предполагается в будущем использовать в проекте «Спектр-УФ» [2] (международное название – World Space Observatory — Ultraviolet, WSO–UV [3]) для регистрации излучения 115 – 310 нм.

Проект «Спектр-УФ» ориентирован на наблюдение далёких галактик, сверхмассивных звёзд и др. [2] В составе комплекса есть блок спектрографов, состоящий из трёх каналов. Первые два — это эшелюнные спектрографы для ВУФ (115 – 176 нм) и ультрафиолетового (174 – 310 нм) диапазонов спектра. Третий канал — это спектрограф с длинной щелью для диапазона 115 – 305 нм. В каждом из каналов содержится охлаждаемый детектор на основе ПЗС-матрицы с рабочей температурой –100 °С. Каждый детектор представляет собой изделие, внутри которого находится ПЗС-матрица, от которой идёт медный вывод для охлаждения («холодный палец»).

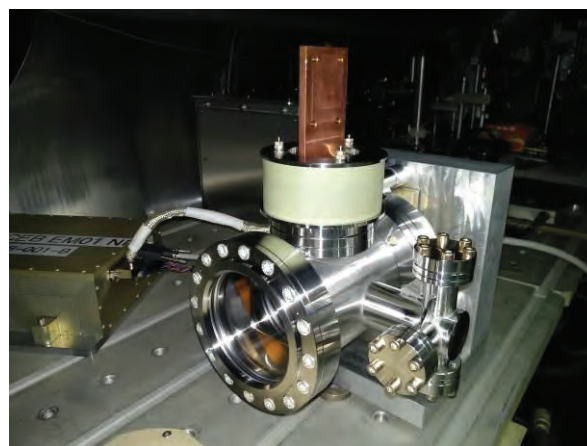


Рис. 1. Внешний вид детектора на основе ПЗС-матрицы. Плоский «холодный палец» из меди направлен вверх

Фотография одного из исследуемых детекторов приведена на Рис. 1. «Холодный палец» выполнен в виде плоскопараллельной медной пластины и направлен на фотографии вверх. Для уменьшения загрязнения ПЗС, детектор выполнен в герметичном исполнении с входным окном из MgF_2 .

Измерительная схема

Для выделения монохроматического излучения ВУФ диапазона на станции «Космос» используется решёточный монохроматор с постоянным углом отклонения (Рис. 2), работающий в вакууме 10^{-4} Па. В качестве диспергирующего элемента в схеме монохроматора используется плоская дифракционная решётка 300 штр./мм с углом блеска 2.5° .

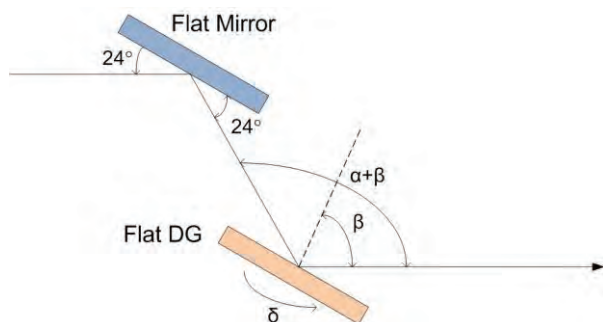


Рис. 2. Схема ВУФ-монокроматора на станции «Космос». DG – плоская дифракционная решетка. $\alpha + \beta = const$

Плоское отклоняющее зеркало расположено неподвижно под углом 24° к падающему излучению, а решетка вращается на угол δ . В положении $\delta = 0$ зеркало и решетка параллельны друг другу.

Непосредственно перед калибруемым детектором была установлена выходная диафрагма монокроматора. Расстояние от центра решетки до выходной диафрагмы составляет 1.4 м, спектральная ширина выходящего ВУФ излучения определяется размерами диафрагмы и при высоте 1 мм равна $\delta\lambda \approx 1$ нм.

В качестве эталонного детектора сравнения в схеме эксперимента используется кремниевый фотодиод ФДУК-100УВ (в англоязычной литературе — SPD), прокалиброванный на РТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) [4] в 2005 и повторно в 2017 году. Площадь чувствительной поверхности SPD 1 см^2 .

Результаты испытаний

График спектральной чувствительности одного из детекторов (ПЗС-матрицы, облучаемой сквозь окно из MgF_2) в отсчетах на фотон приведен на Рис. 3.

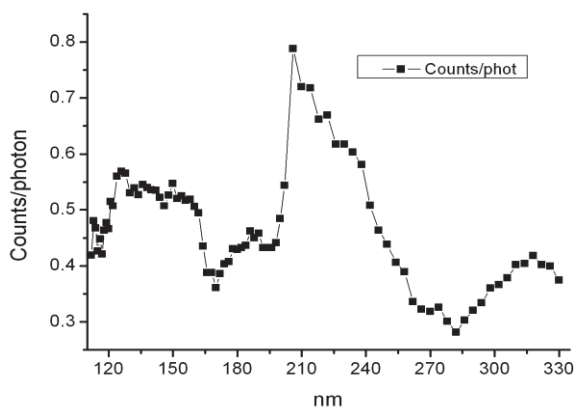


Рис. 3. Спектральная кривая чувствительности одного из детекторов в ВУФ диапазоне в отсчетах на фотон

Чтобы получить абсолютные значения чувствительности детектора в электронах на фотон, нужно также учесть коэффициент усиления АЦП, который в нашем случае равен 0.775 электронов на отсчет.

На Рис. 4 представлена спектральная кривая ВУФ чувствительности детектора в электронах на фотон с измерительными погрешностями. Чтобы определить квантовую эффективность детектора в процентах, необходимо знать теоретический максимум эффективности кремниевого детектора на данной длине волны. В ВУФ области с определением этих значений есть некоторые проблемы [5].

В докладе будут обсуждаться три подхода к определению квантовой эффективности детекторов: без учета квантового выхода в кремнии, с учетом в виде постоянной энергетической величины, пропорциональной ширине запрещенной зоны в Si, и при интерполяции квантового выхода убывающей линейной функцией от длины волны. Будут представлены результаты измерений эффективности детектора с антиотражающим градиентным покрытием.

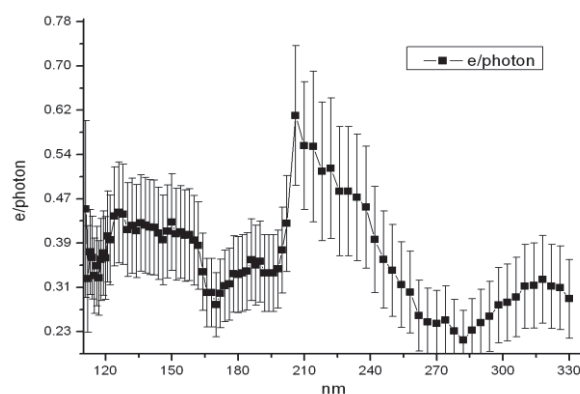


Рис. 4. Спектральная кривая чувствительности детектора в электронах на фотон с погрешностями измерений

Литература

1. А.Д. Николенко, С.В. Авакян, И.М. Афанасьев *и др.* // Поверхность, **5**, 13-19 (2012).
2. Б.М. Шустов, М.Е. Сачков, А.А. Боярчук *и др.* // Вестник НПО им. Лавочкина, **5** (26), 4 (2014).
3. B. Shustov, M. Sachkov, A. Gómez de Castro *et al.* // Astrophys. Space Sci., **320**, 187 (2009).
4. F. Scholze, R. Klein, R. Muller // Metrologia, **43**, p. S6 (2006).
5. T. Borders, P. McCullough, S. Baggett // WCF3 Instrument Science Report 2010-11 (2010).

Адаптация подхода восстановления толщин слоев на основе РФЭС высоких энергий к изучению протяженности и строения межслоевых областей многослойных рентгеновских зеркал

А.У. Гайсин^{1,*}, С.С. Сахоненков¹, С.А. Касатиков¹, А.С. Конашук¹,
Р.С. Плешков², Н.И. Чхало², Е.О. Филатова^{1,§}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*darikgais@gmail.com, §selenafilatova@mail.ru

В работе представлен ранее развитый нами подход, адаптированный для изучения протяженности межслоевых областей в многослойных рентгеновских зеркалах с использованием рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии высоких энергий. В этом подходе при установлении толщин мы используем понятие эффективной длины затухания фотоэлектронов L (EAL). Данный подход применен для изучения формирования интерфейсов в многослойном рентгеновском зеркале $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$. Установлено образование силицида молибдена разной толщины в зависимости от порядка следования слоев Mo и Si. Показано, что увеличение числа периодов зеркала приводит к уменьшению протяженности интерфейса. Кроме того, в работе рассмотрено влияние барьерных слоев Ве и V_4C на состав и протяженность межслоевой области.

Введение

Классические методы изучения состава и протяженности межслоевой области, как правило, носят разрушающий характер, и поэтому не могут дать полной объективной информации о строении и протяженности интерфейса. По мере уменьшения толщины слоев в многослойных рентгеновских зеркалах (МРЗ) все больше возникает потребность в передовых методах диагностики электронного и атомного строения многослойных тонкопленочных систем с высоким разрешением по глубине, обеспечивающих выявление скрытых интерслоев. Одним из таких методов является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия высоких энергий (РФЭС ВЭ), позволяющая проводить послойный фазовый химический анализ структуры путем изменения угла эмиссии электронов при фиксированной энергии возбуждающих фотонов или/и путем изменения энергии возбуждающих фотонов при фиксированном угле эмиссии электронов.

Основные результаты

В настоящей работе ранее развитый нами подход на основе данных РФЭС ВЭ и успешно использованный для изучения состава и протяженности межфазовой границы в системах металл/ди-

электрик [1] был адаптирован к определению протяженности межслоевых областей в $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$ МРЗ с/без буферного слоя. В данном подходе при установлении толщин всех слоев, составляющих многослойную систему, мы использовали понятие средней эффективной длины затухания L (EAL) для фотоэлектронов вместо длины свободного пробега при неупругом рассеянии λ_i (IMPF), что позволило учесть вклад упруго рассеянных электронов. Переход к EAL позволил уменьшить разброс между измеренными относительными интенсивностями фотоэлектронных пиков и интенсивностями, рассчитанными в рамках предложенной модели, что позволило повысить точность определения толщины слоев.

Поскольку фотоэлектронная линия дает интегральную информацию с соответствующей глубины, с целью изучения отдельного формирования границ раздела Si-на-Mo и Mo-на-Si, также были исследованы прямые $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]$ и инверсные $\text{Si}/[\text{Si}/\text{Mo}]$ одно-, двух- и трех-периодные модельные системы. В таблице 1 приведены значения толщин слоев, рассчитанных в рамках развитой модели для $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$ МРЗ и модельных систем. Установлено формирование силицида молибдена MoSi_2 разной толщины в зависимости от порядка следования слоев Mo и Si. Показано, что увеличение числа пе-

риодов системы $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_N$ приводит к уменьшению протяженности обеих границ раздела.

Также рассмотрено влияние буферных слоев Be и B_4C на состав и протяженность межслоевой области. Обнаружено, что взаимодействие слоев молибдена и силицида ослабляется при введении слоя Be или B_4C (рис.1). Однако, степень взаимодействия определяется материалом буферного слоя, его толщиной и порядком следования основных слоев. Установлено, что буферный слой бериллия не взаимодействует со слоем кремния, но взаимодействует со слоем молибдена, образуя бериллид (Рис. 1b и Рис. 2). Буферный слой B_4C взаимодействует, как с кремнием, так и с молибденом, что способствует формированию дополнительных соединений на интерфейсе (Рис. 1c и Рис. 2).

Были изучены разные комбинации зеркала $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$ с буферными слоями Be и B_4C . Измерения пикового коэффициента отражения

изученных зеркал показывают, что на длине волны 13.5 нм зеркало с конфигурацией $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Be}/\text{Si}/\text{B}_4\text{C}]$ имеет наибольшее значение пикового коэффициента отражения (67%, зеркало $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]$ отражает 66.1%).

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-02-00287А.

Литература

1. E. O. Filatova, I. V. Kozhevnikov, A. A. Sokolov, *et al.* // *Sci. Technol. Adv. Mater.*, V. **13**, 015001 (2012)
2. S.S. Sakhonenkov, E. O. Filatova, A. U. Gaisin *et al.* // *Physical Chemistry Chemical Physics*, V. 21(45), 25002 (2019).

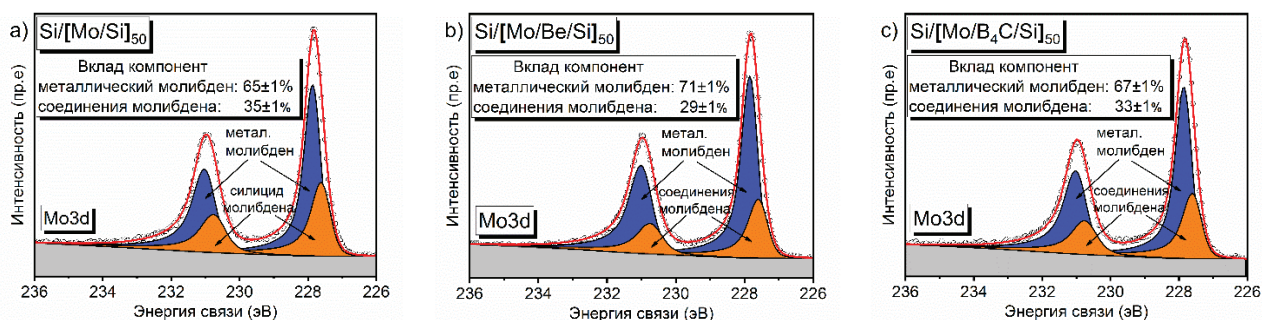


Рис. 1. Экспериментальные и разложенные спектры Mo 3d линий $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$ МРЗ (a), $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Be}/\text{Si}]$ (b) и $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{B}_4\text{C}/\text{Si}]$ (c)

Таблица 1. Оценка толщины слоев $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_{50}$ МРЗ и модельных систем.

Слой	Структуры $\text{Si}/[\text{Mo}/\text{Si}]_N$, где N – число периодов			
	N=1	N=2	N=3	N=50
SiO_2	1.25 ± 0.05	1.18 ± 0.05	1.16 ± 0.05	2.00 ± 0.05
Si	3.5 ± 0.1	3.5 ± 0.1	3.6 ± 0.1	2.92 ± 0.1
MoSi_2	0.32 ± 0.05	0.30 ± 0.05	0.20 ± 0.05	0.21 ± 0.05
Слой	Структуры $\text{Si}/[\text{Si}/\text{Mo}]_N$, где N – число периодов			
	N=1	N=2	N=3	
MoO_3	1.84 ± 0.05	1.81 ± 0.05	1.39 ± 0.05	
MoO_2	0.58 ± 0.05	0.54 ± 0.05	0.51 ± 0.05	
Mo	1.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.76 ± 0.1	
MoSi_2	0.8 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	

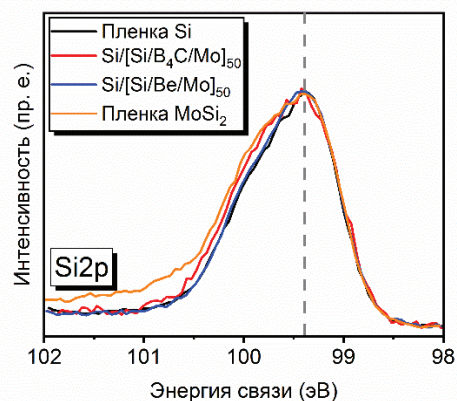


Рис. 2. Экспериментальные Si 2p фотоэлектронные спектры $\text{Si}/[\text{Si}/\text{B}_4\text{C}/\text{Mo}]_{50}$ и $\text{Si}/[\text{Si}/\text{Be}/\text{Mo}]_{50}$ МРЗ, а также пленок Si и MoSi_2

Оптимизация анодной мембраны с прострельной мишенью в системе источников мягкого рентгеновского излучения для проведения процессов рентгеновской литографии

П.Ю. Глаголев^{1*}, Г.Д. Демин¹, Н.А. Дюжев¹, Г.И. Орешкин¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*glagolev@ckp-miet.ru

В настоящей работе рассматривается необходимость оптимизации конструкции анодной мембраны с прострельной мишенью в системе источников мягкого рентгеновского излучения. Рассматривается введение в конструкцию компенсационного электрода, служащего для предотвращения деформации анодной мембраны. Построена физико-математическая модель электростатического прогиба анодного узла. Рассчитано оптимальное расстояние и напряжение между анодом и компенсационным электродом. Полученные результаты также могут быть применимы в процессе разработки миниатюрных устройств генерации рентгеновского излучения

Введение

Направленный поток высокоэнергетичных электронов, возникающих в процессе автоэлектронной эмиссии, в результате воздействия на атомы прострельной мишени может приводить к генерации электромагнитных волн в рентгеновском диапазоне. Это, в свою очередь, может быть применимо для задач рентгеновской литографии, актуальным направлением развития которой является создание массива микрофокусных рентгеновских трубок на основе электронной системы из матрицы анодных узлов и матрицы автоэмиссионных катодных узлов (АКУ), что было рассмотрено ранее в работах [1-3].

Оптимизация конструкции матрицы анодных узлов

Одиночный АКУ, как правило, состоит из кремниевго нанокатода, управляемого шиной сеточного электрода. В свою очередь, матрица анодных узлов включает в себя рентгенопрозрачную бериллиевую пленку, создающую мягкое рентгеновское излучение, и анодную мембрану, предназначенную для создания электрического поля в межэлектродном пространстве между анодным узлом и АКУ. Данная матрица одновременно выполняет функцию самосовмещения с АКУ рентгеновских окон и теплоотвод с мишени, что становится критичным при эмиссии электронов с высокой энергией (более 1 кэВ).

В связи с этим важной задачей является выбор оптимального состава и конструкции матрицы анодных узлов для обеспечения быстрого оттока тепла в процессе генерации рентгеновского излучения. Более того, вследствие сильных электрических полей, необходимых для генерации автоэлектронной эмиссии (выше 1 В/нм), матрица анодных узлов подвергается значительной электростатической деформации (см. рис. 1), что в значительной степени может препятствовать стабильной работе микрофокусных рентгеновских трубок в составе рентгеновского литографа.

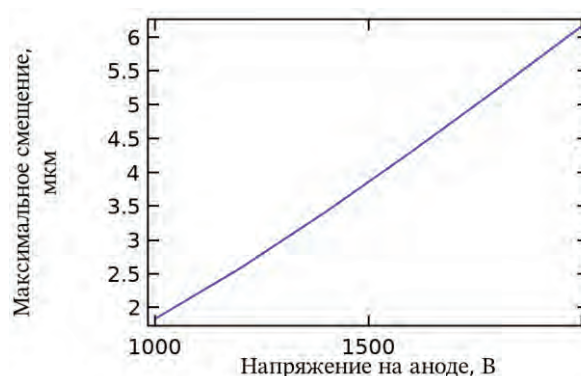


Рис. 1. Зависимость максимальной электростатической деформации анодного узла от напряжения на нем

Для предотвращения электростатической деформации анодной мембраны в работе предлагается введение в систему дополнительного электрода, компенсирующего электростатический прогиб анодного узла. В качестве материала компенсационного

электрода были рассмотрены кремний, алюминий, поликремний и алмазоподобные пленки.

Вследствие высокой теплопроводности и высокой механической прочности алмазоподобные пленки могут быть выбраны в качестве наиболее перспективного материала для анодного узла. На рисунке 2 представлена деформация матрицы анодного узла, скомпенсированная дополнительным электродом при разности напряжений между анодом V_A и компенсирующем электродом V_{CE} 4500 В.

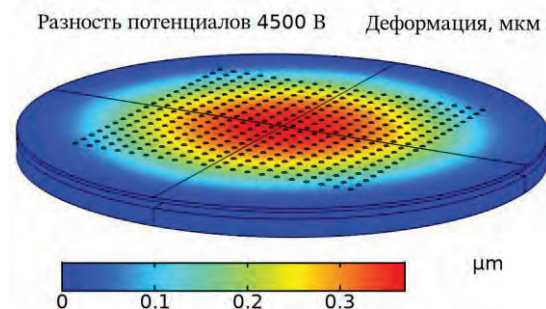


Рис. 2. Величина электростатической деформации матрицы анодного узла в присутствии компенсационного электрода

Важным фактором, влияющим на формирование направленности рентгеновского пучка (излучения) является пространственное расположение рентгеновских окон в анодном узле. Из экспериментальных результатов наших исследований была определена критическая деформация анодного узла, которая не должна превышать предельного значения 100 нм. Превышение данного параметра существенным образом влияет на размытие рисунка на рентгенорезисте.

Задачей данного исследования является нахождение оптимальных физико-геометрических параметров системы матрицы анодных узлов и компенсирующего электрода.

На рисунке 3 представлены зависимости максимального электростатического смещения от разности напряжений на анодном узле V_A и компенсирующем электроде V_{CE} при различных расстояниях анодный узел - компенсирующий электрод h_{ACE} .

Следует отметить, что толщины анодного узла и компенсирующего электрода оставались неизмен-

ными и величина напряжения на аноде составляла $V_A=2000$ В.

Результаты данного исследования в значительной степени облегчают решение проблемы электростатического прогиба анодного узла, входящего в состав в системы источников мягкого рентгеновского излучения для проведения процессов рентгеновской литографии.

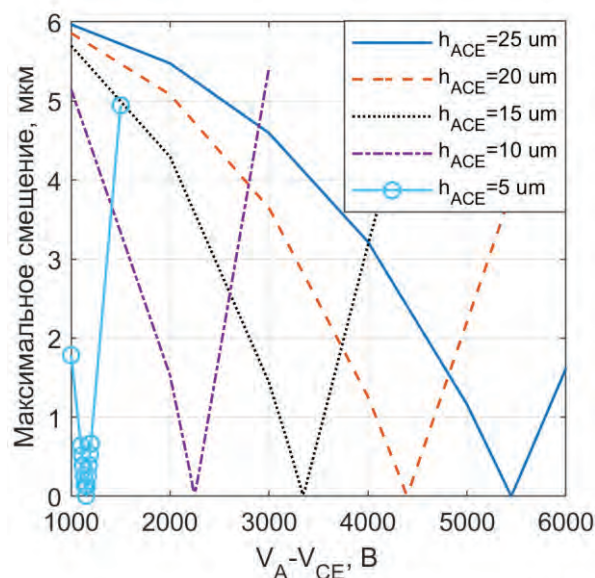


Рис. 3. Зависимость максимальной электростатической деформации анодного узла от разности напряжений на анодном узле V_A и компенсирующем электроде V_{CE} при различных расстояниях анодный узел - компенсирующий электрод h_{ACE}

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» МИЭТ.

Литература

1. Н.А. Дюжев и др., Журнал технической физики. 89 (2019), 1836-1842.
2. G.D. Demin, et al, J. Vac. Sci. Technol. B. 37 (2019), 022903.
3. N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo, N.A. Djuzhev. J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 10 (2018), 10.

Согласованная характеристика сверхмногопериодных АЗВ5 структур с квантовыми ямами и высокой степенью легирования

Л.И. Горай^{1,2,3,*}, Е.В. Пирогов^{1,4}, М.С. Соболев¹, И.В. Илькив¹, А.С. Дашков¹, Ю.А. Вайнер⁵, М.В. Свечников⁵, П.А. Юнин⁵, Н.И. Чхало⁵, А.Д. Буравлев¹

1 Академический университет им. Ж.И. Алферова, ул. Хлопина, д. 8, кор. 3, лит. 'А', Санкт-Петербург, 194021.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., д. 26, Санкт-Петербург, 190103.

4 ООО «Коннектор Оптикс», ул. Домостроительная, д. 16, лит. 'Б', Санкт-Петербург 194292.

5 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*lig@pcgrate.com

Перспективные полупроводниковые лазеры с множественными сильно-связанными квантовыми ямами могут содержать сотни и тысячи слоев. Согласованное применение современных методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии позволяет исследовать сверхмногопериодные полупроводниковые структуры АЗВ5 различного типа, в т.ч. с большими периодами и тонкими слоями, и с высокой точностью определить состав, толщины слоев и шероховатость/диффузность границ, что необходимо для анализа структур с очень большим числом периодов.

Введение

Перспективные полупроводниковые лазеры, такие как квантово-каскадные лазеры и схожие с ними квантовые гетероструктуры с множественными сильно-связанными квантовыми ямами привлекают все большее внимание и могут содержать сотни периодов и слоев, толщины которых могут отличаться на порядки [1]. Синтез сверхмногопериодных (СМП) сверхрешеток (СР) большой толщины с высоким совершенством химического состава и морфологии интерфейсов рассматривается здесь применительно к созданию лазеров инфракрасного и терагерцового излучения, в том числе на основе формирования определенных минизон (уровней Ванье-Штарка) или последовательного туннелирования носителей через много периодов [2].

Образцы должны выращиваться с атомарной точностью толщин, субатомным уровнем СКО шероховатости и взаимодиффузии интерфейсов и точностью состава, составляющей доли %. Синтез СМП-структур методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) может осуществляться много часов и должен выполняться с учетом обеднения источников напыляемых материалов и корректировок *in situ*, что достигается с помощью анализа тестовых образцов *ex situ* и калибровки потоков.

Интегральным неразрушающим инструментом исследования подобных СР является дифракция рент-

геновского излучения, т.е. высокоразрешающие методы дифрактометрии (ВРД) и рефлектометрии (ВРР), основанными на детальном анализе распределения зеркальной и диффузной составляющих интенсивности рентгеновского рассеяния в обратном и прямом пространствах и решении обратной задачи. Эти методы, являясь комплементарными, также позволяют избежать зависимости между параметрами модели, количество которых может достигать сотен. Однако, не все возможности, заложенные в ВРД и ВРР, эксплуатируются в полном объеме, что связано с трудностью однозначной интерпретации получаемых данных при большом количестве свободных параметров модели.

Методы

Структуры исследовались методом ВРД в режиме θ - 2θ сканирования в окрестности рефлекса (004) GaAs на дифрактометре PANalytical X'PertPro в параллельной геометрии пучка на $\lambda = 0.15406$ нм. Использовалась схема с четырехкратным Ge (220) прорезным кристаллом-монокроматором и щелями шириной $\omega = 1$ мм. Рефлектометрические измерения также проводились на дифрактометре PANalytical X'PertPro в режиме θ - 2θ при скользящих углах падения в диапазоне $\Delta 2\theta = 0-3.4^\circ$.

Для восстановления морфологии СМП-структур мы использовали гибридный «безмодельный» под-

ход, учитывающий также априорную информацию. Для структур каждого типа с различным числом периодов задавалась целевая ростовая модель, состоящая из слоев одного периода, каждый из которых характеризовался несколькими параметрами: толщиной, химическим составом и шероховатостью и диффузностью интерфейсов. Для решения обратной задачи мы использовали встроенное (поставляемое с дифрактометрами для ВРД) или разработанное нами (ВРР) программное обеспечение.

Для исследования СМП-структур мы также использовали метод глубокой рентгеновской рефлектометрии (ГРР) [3], который является улучшением ВРР с возможностью расширения диапазонов анализируемых параметров на порядок без потери точности, что принципиально важно для СМП-анализа. ГРР использовался, прежде всего, для проверки точности решения прямых задач ВРР.

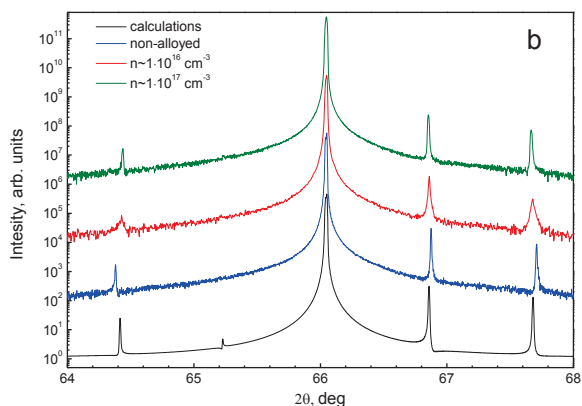


Рис. 1. ВРД структур типа III со 100 периодами $Al_{0.31}Ga_{0.69}As$ (2.15 нм)/GaAs(10.75 нм) и различным легированием: сняты вблизи отражения GaAs (004) (сдвинуты).

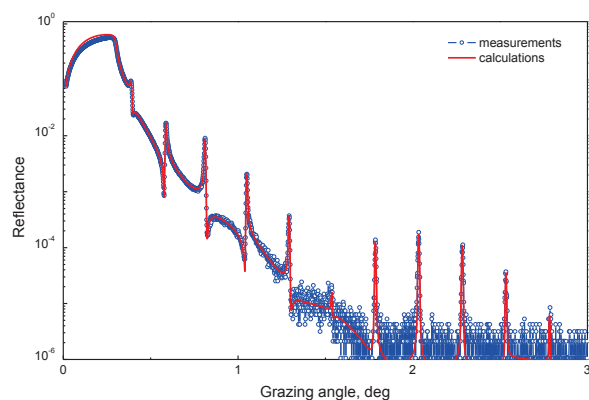


Рис. 2. ВРР структуры тип II со 100 периодами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (14.55 нм)/GaAs(3 нм), от угла скольжения

Результаты и обсуждение

Результаты ВРД представлены на рис. 1 для структуры типа III. На дифракционной картине наблюдается много пиков-сателлитов вследствие

хорошего контраста. Аналогично исследовались отражения GaAs (002) [3]. Путем подгонки теоретической кривой были определены период и толщины слоев, которые затем уточнялись с помощью ВРР. Также из ВРР определялась шероховатость/диффузность интерфейсов. Состав AlGaAs определялся по положению 0 пика CP вблизи отражения (004) GaAs с учетом определенного соотношения толщин отдельных слоев.

Для уточнения модели ВРД структуры типа II на рис. 2 представлены результаты ВРР по лучшему совпадению с экспериментальными значениями; период CP совпал с точностью ~ 0.1 нм с данными ВРД. Ширина размытости интерфейсов слоев составила $\sigma = 0.35$ нм в симметричной модели. Полученная модель ВРР дает почти идеальное совпадение экспериментальных и теоретических пиков для 10 порядков дифракции, что говорит о высоком качестве структуры и хорошей точности подгонки. Строгий расчет коэффициентов отражения, сосчитанный с помощью ГРР, дает оценку точности приближенных данных не более нескольких процентов (рис. 3) для шероховатых интерфейсов с $\sigma < 0.7$ нм и большими корреляционными длинами, т.е. близкими к поправкам модели Дебая-Валлера.

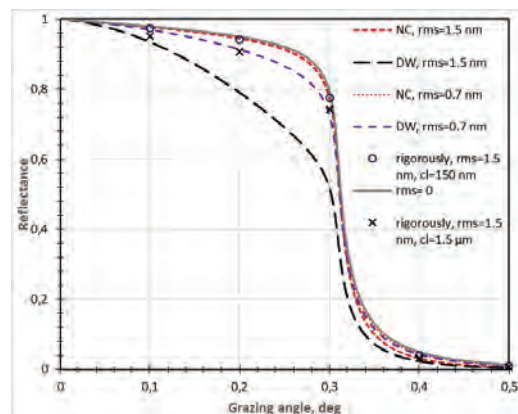


Рис. 3. Теоретические коэффициент отражения GaAs в строгой модели (ГРР) с СКО шероховатости (rms) в корреляционной длине (cl) и приближенных: Дебая-Валлера (DW) и Нево-Кросе (NC), от угла скольжения

Литература

1. C. Gmachl, D. L. Sivco, R. Colombelli, *et al.*, Nature 415, 883 (2002).
2. A. A. Andronov, E. P. Dodin, D. I. Zinchenko, *et al.*, JETP Lett. 102, 207 (2015).
3. L. I. Goray, E. V. Pirogov, M. S. Sobolev, *et al.* // Semiconductors 53(14), 1910 (2019).

Влияние распределения электрического поля в пьезокерамической пластине на кривизну и профиль поверхности закрепленного на нем отражающего элемента

В.В. Грибко^{1,*}, В.Н. Трушин², А.С. Маркелов², Е.В. Чупрунов¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

*gribkovladimir@icloud.ru

На основе модельного регулятора изгиба прямоугольной формы исследуется возможность управления параметрами профиля отражающего элемента, физико-механические параметры которого соответствовали монокристаллической пластине Si. Регулятор изгиба представляет собой трехслойную структуру, состоящую из пластины пьезокерамики с нанесенными на ее поверхности распределения потенциала на электродах пьезокерамики, вследствие которого в ней происходит неоднородная пьезодеформация изменяющая кривизну и профиль поверхности пластины Si. Приводится численный расчет изменения профиля и радиуса кривизны поверхности пластины Si при подаче на электроды потенциала, распределение которого задавалось различными функциями.

Введение

В последние годы были предприняты большие усилия для разработки и производства рентгеновских оптических систем с высоким разрешением, как в рентгеновской астрономии, так и в наземных объектах, таких как синхротроны и рентгеновские лучи. электронные лазеры [1-4]. Такие рентгенооптические системы позволили проводить рентгеновский анализ с высоким разрешением и высокой чувствительностью для самых современных исследований в области материаловедения, биологических и медицинских наук и химии.

При создании таких рентгенооптических систем существует необходимо соблюдать высокую точность изготовления и корректировки профиля поверхности оптических элементов. Для отражательной оптики эта точность оставляет порядка единиц нанометра.

Внедрение адаптивных рентгенооптических элементов является одним из решений вышеуказанной проблемы. В области оптики ИК и видимого диапазонов адаптивные оптические элементы широко используются для улучшения пространственного разрешения в различных оптических системах. Интерактивное управление профилем поверхности позволяет компенсировать aberrации и улучшить фокусировку рентгеновских лучей.

В данной работе исследуется возможность управления параметрами профиля рентгенооптического элемента с использованием регулятора изгиба.

Расчетная часть

При расчете изменений профиля и радиуса кривизны поверхности монокристаллической пластины Si в составе регулятора изгиба решалось определяющие уравнения пьезоэлектричества, совместно с уравнением упругого равновесия. Для численного решения этой системы нами использовался программный комплекс COMSOL Multiphysics, позволяющий решать дифференциальные уравнения методом конечных элементов.

В качестве модельного образца был выбран регулятор изгиба, представляющего собой многослойную структуру, состоящую из основания – пьезокерамики PZT-5H, заключенной между алюминиевыми электродами (верхний сплошной, нижние представляли собой равноотстоящие друг от друга полоски размером $2 \times 30 \text{ мм}^2$), слоя клея (парафина) и пластины Si. Форма регулятора изгиба имела вид прямоугольника (рис. 1а) размером $30 \times 55 \text{ мм}^2$, и суммарную толщину 0.705 мм.

Начальным условием являлось то, что регулятора изгиба и пластина Si имели исходную нулевую кривизну. Возможность создания регулятора изгиба с нулевой кривизной нами было показано в [5,6].

Модельный образец фиксировался консольно. Верхний электрод соединялся с землей, на нижние электроды подавался потенциал в виде различных функций. На рис. 16 показаны профили поверхности пластины Si при подаче на электро-

ды потенциала, распределение которого соответствовало: 1 – $100 \cdot \ln(n)$, 2 – $300 \cdot \sin(n \cdot \pi/7)$, 3 – $300 \cdot n^2$, 4 – $750/n$, где n – номер электрода, численный коэффициент соответствует значению потенциала в вольтах.

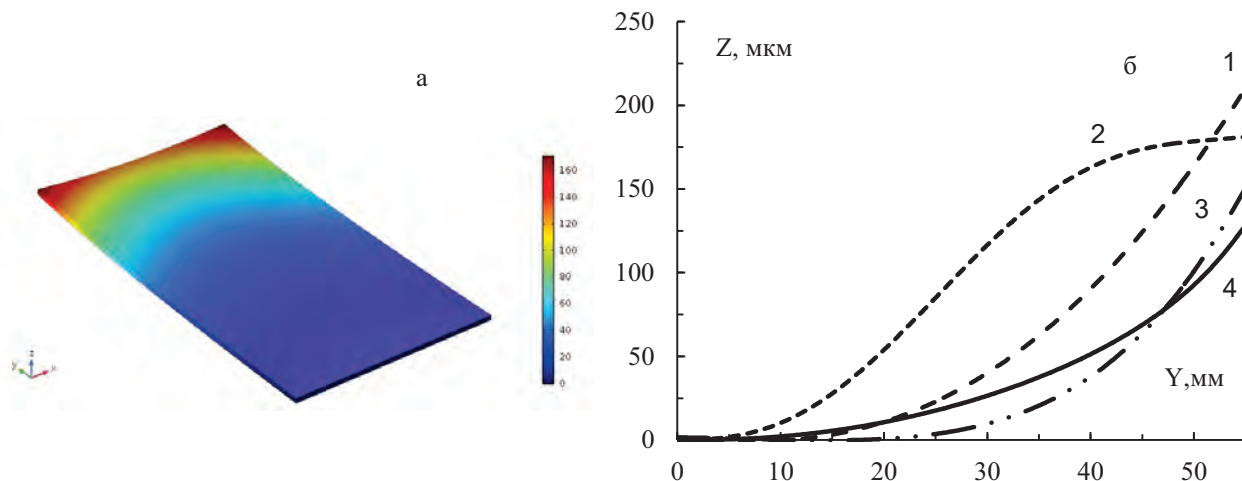


Рис. 1. Расчетные зависимости изменений профиля поверхности пластины Si прямоугольной формы при подаче на электроды потенциала в виде различных функций: а – изображение модельного образца при подаче на электроды потенциала в виде функции $750/n$; б – сечения профилей поверхности плоскостями при подаче на электроды потенциала, распределение которого соответствовало функциям: 1 – $100 \cdot \ln(n)$, 2 – $300 \cdot \sin(n \cdot \pi/7)$, 3 – $300 \cdot n^2$, 4 – $750/n$, где n – номер электрода, численный коэффициент перед функцией соответствует значению потенциала в вольтах

Результаты и их обсуждения

Исследовано влияние распределения электрического поля в пьезокерамике на кривизну и профиль поверхности закрепленного монокристаллической пластины Si. Расчеты показали, что при подаче на электроды потенциала, распределение которого соответствовало функциям $100 \ln(n)$ и $300 \cdot n^2$ пластина Si приобретает параболический профиль с радиусами кривизны 1.37 и 3.55 м. При распределении потенциала соответствующей функции $1/n$ (рис.164), большая часть поверхности пластины приобретает профиль близкий к эллиптическому. Получить полностью эллиптический профиль поверхности отражающего элемента при консольном его креплении не удастся. Для этого необходимо изменить способ крепления регулятора изгиба, например, так как было показано в работе [5].

Литература

1. Carolyn Atkins // Proc. of SPIE. 2008. Vol. 6721. 67210T-2.
2. Weisskopf M.C. // Adv. Space Res. 2003. Vol. 32. No. 10. pp 2005-2011.
3. Jansen F. et al. // A&A. 2001. L1-L6. 365.
4. Windhorst R.A. et al. // New Astronomy Reviews. 2006. 50. 121-126.
5. В.В. Грибко, А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов // Приборы и техника эксперимента, 1, 136(2018).
6. В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов, В.В. Грибко, А.С. Маркелов // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исслед., 5, 28 (2017).

О механизме деградации тонкопленочного Al-фильтра с MoSi₂ защитными покрытиями

М.Н. Дроздов, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин*, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*luchin@ipm.sci-nnov.ru

Изучается эффект образования при тепловом воздействии полупрозрачных дендритных кремниевых структур в алюминиевом пленочном ЭУФ фильтре с защитными покрытиями из силицида молибдена, приводящий к ухудшению блокирующих свойств фильтра в видимом диапазоне. Методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) получены латеральные изображения отожженной пленки во вторичных ионах и проведен послойный анализ ее элементного состава. Обсуждаются особенности образования кремниевых дендритов на границе MoSi₂ и алюминиевой основы пленки.

Ранее при изучении долговременной термической стабильности Al-фильтра с защитным покрытием из MoSi₂ было показано [1], что ухудшение его блокирующих свойств в видимом диапазоне вызвано появлением в пленке полупрозрачных дендритных кремниевых структур. Известен эффект низкотемпературной кристаллизации аморфного кремния при контакте с некоторыми металлами, в том числе алюминием. При проникновении атомов из слоя аморфного Si в слой Al там зарождаются и растут кремниевые кристаллиты. В определенных условиях режим металл-индуцированного образования поликристаллического кремния сменяется режимом дендритного роста [2].

В случае контакта Al с слоем MoSi₂ образование дендритов может сопровождаться и другими термически активированными процессами. Об этом, в частности, свидетельствует (по данным электронной микродифракции) появление в отожженной пленке кристаллитов интерметаллического соединения Al₁₂Mo [1]. Особенности образования дендритных структур, связанные с тем, что металл-индуцированная кристаллизация происходит на границе Al со слоем MoSi₂, а не аморфного кремния, рассматриваются в настоящем сообщении.

Методики эксперимента

Образец представляет собой исследуемую пленку, свободно висящую на квадратном отверстии (размером 8 x 8 мм) в кварцевой рамке с напыленными омическими контактами. Токовый отжиг производился в вакуумной камере при давлении остаточных газов 10⁻⁸ Торр. В процессе отжига поддерживалась постоянная выделяемая мощность и измерялся ток, протекающий через пленку. Температура измерялась с помощью ИК пирометра Metis MB35.

Для послойного элементного анализа образца и получения латеральных изображений отожженной пленки во вторичных ионах в данной работе использовался вторично-ионный масс-спектрометр TOF.SIMS-5 с времяпролетным масс-анализатором и двумя различными ионными пушками для зондирования и распыления, работающими в импульсном режиме. Зондирование проводилось ионами висмута с энергией 25 кэВ, распыление – ионами цезия с энергией 1 кэВ.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим результаты послойного и латерального анализа состава пленки (MoSi₂-2.5нм, Al-72нм, MoSi₂-2.5нм), исходной и отожженной в течение 24 часов в вакууме при температуре около 300 °С. На рис. 1 показаны изображения области анализа во вторичных ионах ³⁰Si, Al₂, MoSi и MoO, включающие зону дендрита; на рис. 2 — выход вторичных ионов в зависимости от времени распыления при послойном анализе. Отношение плотности ионов, регистрируемых с единицы площади отожженной пленки, к плотности ионов, соответствующей исходной пленке, составляет в центральной части дендритной структуры: для ионов Si — 12.6, для кластерных ионов Al₂ — 0.7, MoO — 21.3, MoSi — 1.6. Это отношение в области вне дендритной структуры равно: для Si — 1, Al₂ — 1, MoO — 0.9 и MoSi — 0.44.

В одной из моделей металл-индуцированной кристаллизации кремния, проиллюстрированной ТЕМ исследованием поперечного сечения Al/Si многослойной пленки, показано, как в слоях Al появляются зародыши Si и, разрастаясь, вытесняют алюминий [3]. В нашем случае необходимый для образования зародышей свободный кремний,

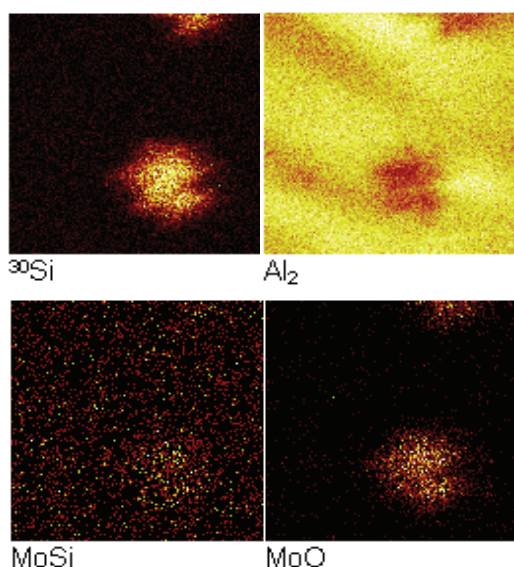
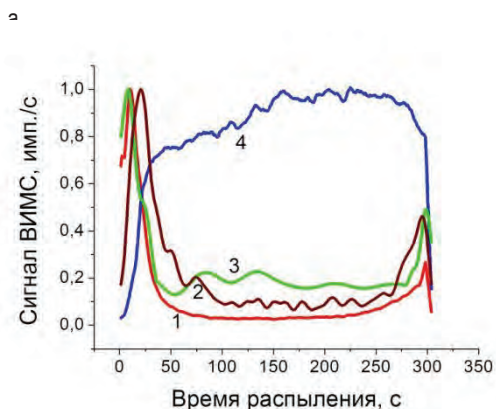
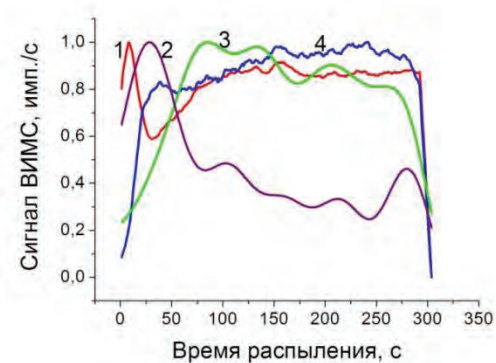


Рис. 1. Латеральное изображение во вторичных ионах ^{30}Si , Al_2 , MoSi и MoO участка отожженной пленки $\text{MoSi}_2\text{-Al-MoSi}_2$ с дендритной структурой. Размер каждого кадра — 80×80 мкм. Светлые участки соответствуют большей величине сигнала



б

Рис. 2. Нормированные ВИМС профили по глубине отожженной пленки $\text{MoSi}_2\text{-Al-MoSi}_2$ в зоне дендрита (а) и вне ее (б), полученные при послойном анализе во вторичных ионах ^{30}Si (1), Al_2 (2), MoO (3) и MoSi (4)

по-видимому, присутствует в наружных слоях MoSi_2 исходной пленки. На это указывают данные послойного анализа: максимум в профиле, полученном на исходном образце во вторичных ионах Si , смещен относительно середины слоя MoSi_2 к его наружной границе, а толщина (по уровню 0.3) слоя обогащенного кремнием составляет $1/3$ толщины слоя MoSi_2 .

По нашим оценкам, этого количества свободного кремния не достаточно для формирования наблюдаемого числа дендритных структур. Можно предположить, что дополнительным источником свободного кремния служит химическая реакция, одним из реагентов которой является MoSi_2 . Такой реакцией могло бы быть окисление силицида с образованием MoO_3 и Si (свободная энергия Гиббса этой реакции отрицательна). Обратим внимание на многократное увеличение выхода вторичных элементарных ионов Si и кластерных MoO в дендритной зоне по сравнению с областью вне дендрита (рис. 2). При этом наблюдается уменьшение выхода ионов MoSi вне дендрита по сравнению с выходом из исходной пленки. В свою очередь оксид молибдена может вступать в реакцию с алюминием с образованием Mo (или Al_2Mo) и Al_2O_3 , что дает возможный канал образования интерметаллида Al_2Mo , наблюдаемого при отжиге пленки $\text{MoSi}_2\text{-Al-MoSi}_2$ [1].

В данном сообщении мы не касались вопроса о пространственной локализации предполагаемых твердотельных реакций. Без рассмотрения геометрии реакционной зоны вопрос о возможной роли химических процессов в образовании дендритных кремниевых структур остается открытым.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН при поддержке грантов РФФИ 18-42-520007, 19-02-00081 и 19-07-00173.

Литература

1. N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, S. A. Gusev *et al.* // *Applied Optics*, V. 58(1), 21-28 (2019).
2. S. R. Herd, P. Chaudhari, and M. H. Brodsky // *J. Non-Crystall. Solids*, V. 7, 309 (1972).
3. T. J. Konno and R. Sinclair // *Philosophical Magazine B*, V. 66, 749 (1992).

Экспериментальное определение механических свойств прострельного анодного элемента рентгеновского литографа

Н.А. Дюжев, Е.Э. Гусев*, А.А. Дедкова, Д.А. Товарнов, М.А. Махиборода

НИУ МИЭТ, пл. Шокина, д.1, Зеленоград, Москва, 124498.

*bubbledouble@mail.ru

Изготовлен анодный элемент рентгеновского литографа в виде мембранной структуры PolySi/Si₃N₄/SiO₂ по кремниевой групповой технологии. Критическое давление мембранной структуры диаметром 250 мкм изменяется в диапазоне от 4.84 до 5.64 атм для 15 образцов. Механическая прочность структуры PolySi*/Si₃N₄/SiO₂ составляет 3.13 ГПа. Экспериментальная величина двухосного модуля упругости E/(1-μ) не менее 85 ГПа.

Введение

Десятикратное превышение дифракционного предела рабочей длины волны литографа 193 нм приводит к увеличению стоимости процесса и оборудования [1]. Вариант использования проекционной фотолитографии в глубоком ультрафиолете (EUV-литографии) с рабочей длиной волны 13.5 нм [2] при формировании критических размеров на чипе обладает недостаточной производительностью. Одним из возможных решений является безмасочная рентгеновская нанолитография [3], которая потенциально обладает высокой производительностью. В качестве источника рентгеновского излучения в литографе может быть рассмотрена рентгеновская трубка, включающая в себя катод и прострельный анод. Исследованию механических свойств прострельного анодного элемента посвящена данная работа. Анодный элемент должен выдерживать вакуумную атмосферу (избыточное давление в 1атм) рентгеновской трубки и обладать достаточной рентгенопрозрачностью за счёт малой толщины материала в области мембраны. В качестве элемента мишени выбран материал поликремния, который позволяет генерировать волну длиной 13.5 нм. Слои SiO₂ и Si₃N₄ обладают сжимающими и растягивающими механическими напряжениями, что приводит к компенсации напряжений и повышению запаса механической прочности.

Методика эксперимента

В технологическом маршруте изготовления прострельного анодного элемента необходимо сформировать толстую и/или высокоселективную маску

для глубокого травления кремния (на глубину подложки). Поэтому стандартный слой фоторезиста заменяется на слой алюминия. Алюминий в качестве маски обладает большей селективностью к кремнию по сравнению с фоторезистом (при травлении кремния). Также осаждают дополнительный слой алюминия на материал мишени анодного элемента (на лицевой стороне) для предотвращения попадания мембран в реакционную камеру. Слой алюминия позволяет временно повысить теплопроводность и механическую прочность образца.



Рис. 1. Набор образцов прострельного анодного элемента после разделения пластины на кристаллы

Изготовленные образцы после разделения пластины на кристаллы представлены ниже (рис.1). Посредством растрового электронного микроскопа получено изображение среза образца (рис.2)

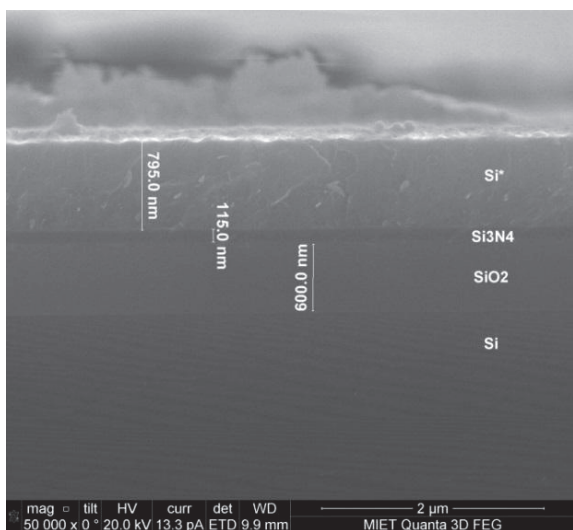


Рис. 2. Срез структуры в области тонкой плёнки

Следующим шагом на разработанном ранее стенде [4] было определено критическое избыточное давление $P_{\text{экс}}$, приводящее к разрыву мембраны. Экспериментальное значение механической прочности анодного элемента PolySi 0.8 ± 0.05 мкм/ Si_3N_4 0.13 ± 0.02 мкм/ SiO_2 0.5 ± 0.1 мкм диаметром 250 мкм было рассчитано согласно методике [4] по формуле(1):

$$\sigma_{\text{экс}} = \frac{P_{\text{экс}} \cdot h^2}{a^2} \cdot B(\mu) \quad (1)$$

a – радиус мембраны, h – толщина мембраны, $P_{\text{экс}}$ – экспериментальное значение критического давления, коэффициент $B(\mu)$ рассчитывается как $0.75\sqrt{1 + \mu^2}$, где μ – коэффициент Пуассона мембраны.

Результаты и обсуждение

По результатам измерения на 15 образцах величина $P_{\text{экс}}$ изменяется в диапазоне от 4.84 до 5.64 атм. Экспериментальное значение механической прочности анодного элемента PolySi 0.8 ± 0.05 мкм/ Si_3N_4 0.13 ± 0.02 мкм / SiO_2 0.5 ± 0.1 мкм составляет 3.13 ГПа. Относительная погрешность теоретических и экспериментальных значений составляет 2.18%. Проведено сравнение зависимости прогиба мембраны от избыточного давления для эксперимента, данных моделирования в среде Comsol и аналитического расчёта по формуле 2 (рис.3).

$$P = C_1 \cdot \frac{\sigma_0 \cdot h \cdot w}{a^2} + C_2 \cdot \frac{E \cdot h \cdot w^3}{(1-\mu) \cdot a^4} \quad (2)$$

где P – избыточное давление, σ_0 – остаточные механические напряжения в структуре при $P=0$, h – толщина мембраны, w – прогиб мембраны, a – радиус мембраны, E – модуль Юнга, μ – коэффициент Пуассона, C_1 и C_2 – коэффициенты.

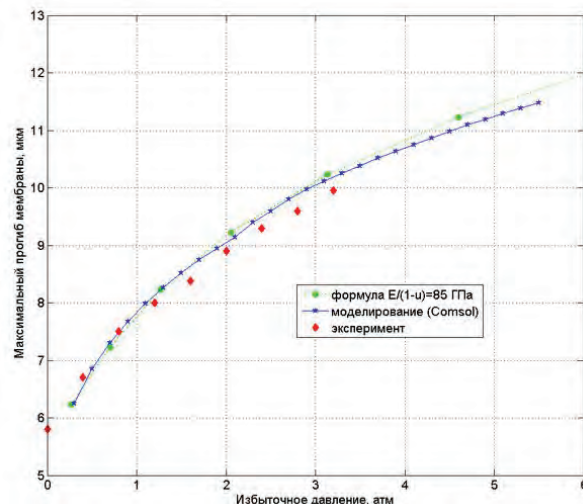


Рис. 3. Зависимость максимального прогиба мембраны диаметром 0.25 мм от избыточного давления

Относительная погрешность формулы с экспериментальными данными составляет 3.24%, а относительная погрешность моделирования с экспериментальными данными составляет 3.02%. Определено, что экспериментальный двухосный модуль упругости $E/(1-\mu)$ не менее 85 ГПа.

Работы выполнены на оборудовании ЦКП «МСТ и ЭКБ» НИУ МИЭТ при поддержке Минобрнауки РФ (ГК № 14.581.21.0021, УН RFMEFI58117X0021).

Литература

1. Н.А. Дюжев, Г.Д. Демин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Микроэлектроника-2019, стр. 429.
2. Wu B. // Appl. Phys. Rew. — 2014. — V. 1. — P. 011104; DOI: 10.1063/1.4863412.
3. N.I. Chkhalo *et al.* // Proc. of SPIE. V. 110221M (2019), DOI: 10.1117/12.2522105.
4. E.E. Gusev *et al.* // ElConRus 2019, p. 1990-1994, DOI:10.1109/ElConRus.2019.8657243.

SPICE-модель электронной системы матричного источника рентгеновского излучения

И.Д. Евсиков^{1,*}, Г.Д. Демин^{1,§}, Н.А. Дюжев¹, М.А. Махиборода¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

*evsikov.ilija@yandex.ru, §gddemin@gmail.com

В данной работе описывается SPICE-модель электронной системы матричного источника рентгеновского излучения на основе матрицы кремниевых автоэмиссионных катодов. Представлена эквивалентная схема одиночного катодно-сеточного узла электронной системы рентгеновского источника. Приведены результаты моделирования работы катодно-сеточных узлов в SPICE-симуляторе электронных схем. Полученные результаты могут быть использованы при разработке рентгеновских литографических систем нового поколения.

Проекционная литография является основной технологией в области производства устройств микро- и нанопизики. Современные сканирующие устройства фотолитографии могут обеспечить производительность до 200 полупроводниковых пластин с диаметром 300 мм в час.

Использование иммерсионных методов (помещение жидкости с показателем преломления больше 1 в воздушный зазор между пленкой фоторезиста и линзой литографа) позволяет достичь пространственного разрешения вплоть до 8 нм. Эти технологические усложнения вынуждают использовать большое число фотошаблонов, что приводит к удорожанию производства.

Число масок и технологических операций сокращается при переходе к так называемой фотолитографии в глубоком ультрафиолете (EUV литографии) с длиной волны 13,5 нм. Впрочем, фотолитография в глубоком ультрафиолете до сих пор не получила достаточного распространения из-за вдвое меньшей по сравнению с иммерсионной литографией производительности, а также проблем, связанных с эффективной защитой масок от загрязнений [1].

Даже при успешном решении сопутствующих EUV литографии проблем, она будет рентабельна только при массовом производстве. Для мелкосерийного производства или создания тестовых образцов в рамках исследовательских проектов EUV литография практически не используется.

Альтернативой проекционной литографии с применением фотошаблонов являются методы безмасочной литографии – сканирующая оптическая и электронная. Но и эти методы не лишены своих недостатков: оптическая литография не может обеспечить разрешение лучше 100 нм, электронная литография в свою очередь не обладает производительностью достаточной для мелкосерийного производства [2].

Безмасочная рентгеновская литография – метод, который может обеспечить пространственное разрешение сравнимое с таковым при использовании методов EUV литографии и одновременно с этим производительность достаточную для промышленного применения. Одним из вариантов реализации литографической системы является подход, при котором роль электронной маски играет массив микрофокусных рентгеновских трубок с «прострельной» мишенью. Источником электронов в таком массиве является матрица кремниевых автоэмиссионных катодов острейного типа, совмещенных с ускоряющим сеточным электродом [3-4].

Помимо матрицы автоэмиссионных катодов в состав электронной системы безмасочного рентгеновского литографа входит схема управления элементами катодной матрицы. Для моделирования и проверки корректности функционирования всей электронной системы в целом или отдельных её элементов возможно применение схемотехнической модели системы, созданной с использованием SPICE-симулятора электронных схем.

SPICE-модель электронной системы источника рентгеновского излучения

SPICE-модель катодно-сеточного узла, который является единичным элементом электронной системы матричного источника рентгеновского излучения представлена на рисунке 1.

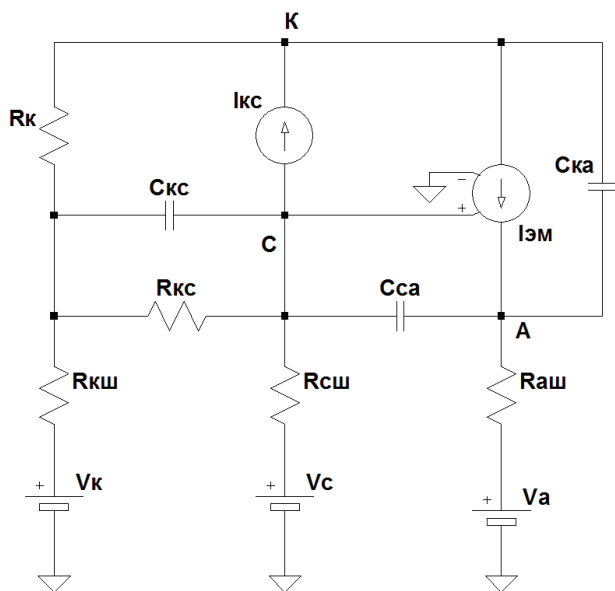


Рис. 1. Эквивалентная схема катодно-сеточного узла, являющегося единичным элементом матрицы автоэмиссионных катодов

На данной схеме большими буквами обозначены элементы катодно-сеточного узла: А – анод, С – сеточный электрод, К – автоэмиссионный катод. Разработанная схема катодно-сеточного узла учитывает влияние паразитных емкостей и проводимостей, значения которых были получены с использованием компьютерного программного обеспечения для проведения численного моделирования. Обозначения $R_{кш}$, $R_{сш}$, $R_{аш}$ на рисунке 1 относятся к сопротивлениям катодной, сеточной, и анодной шин соответственно. R_k – внутреннее сопротивление автоэмиссионного катода. По аналогии, $C_{кс}$, $C_{са}$, $C_{ка}$ – паразитные емкости между соответствующими элементами катодно-сеточного узла. Источник тока $I_{кс}$ был реализован в схеме для моделирования тока утечки с катода на сеточный электрод при малых величинах управляющих напряжений. Источник $I_{эм}$ моделирует протекание эмиссионного тока с катода на анод, совмещенный с рентгенопрозрачной мишенью.

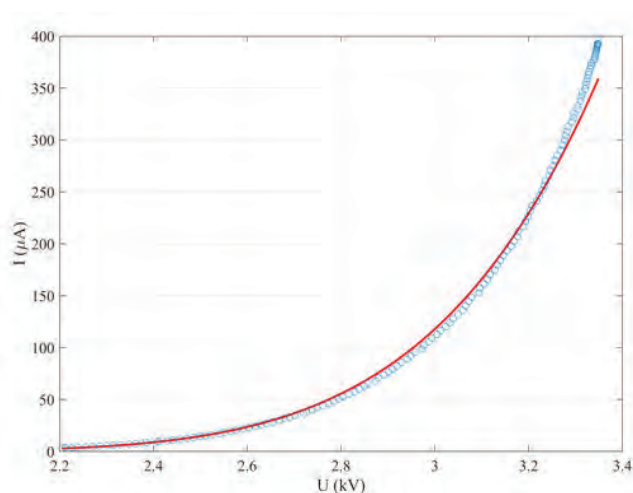


Рис. 2. Результаты моделирования работы (красная кривая) и экспериментальная характеристика (синие кружки) 60 катодно-сеточных узлов электронной системы матричного источника рентгеновского излучения

На рисунке 2 представлена вольт-амперная характеристика шестидесяти катодно-сеточных узлов, полученная из моделирования их работы в SPICE-симуляторе электронных схем, а также экспериментальная вольт-амперная характеристика 60 автоэмиссионных катодно-сеточных узлов. Данная характеристика была рассчитана при вариации управляющего анодного напряжения от 0 до 3,4 кВ. Фрагмент характеристики при напряжении меньшем 2,2 кВ не был включен в график по причине малых величин автоэмиссионного тока.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП "Микросистемная техника и электронная компонентная база", поддержанного Минобрнауки России.

Литература

1. M. Neisser and S. Wurm // *Adv. Opt. Tech.* Vol. 4, No. 4. P. 235 (2015).
2. S. Okazaki // *Microelectron. Eng.* Vol. 133. P. 23–35 (2015).
3. N. I. Chkhalo *et al.* // *Proc. of SPIE.* Vol. 11022. P. 110221M (2019).
4. Дюжев Н.А. *и др.* // *Журнал технической физики.* 2019. Том 89. № 12. С. 1836-1842.

Возможности и перспективы метода прецизионной ионно-пучковой обработки оптических поверхностей

И.Г. Забродин¹, М.В. Зорина¹, И.А. Каськов¹, И.И. Кузнецов², М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов^{1,*}, Н.Н. Салащенко¹, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

*pestov@ipm.sci-nnov.ru

Сообщается об успехах исследований ИФМ РАН в области прецизионной обработки поверхности оптических материалов пучками ускоренных ионов. Приводятся характеристики и возможности оборудования, а также решаемые с помощью него задачи. Представлены текущие работы, полученные на данном этапе результаты, а также обозначены перспективы развития методик обработки оптических поверхностей и технологического оборудования.

Введение

Развитие современных технологий и науки требует повышения качества оптических элементов и оптических систем в целом. За последние 10 лет требования к точности формы и шероховатости поверхности перешли в субнанометровую область. В этой связи получила значительное развитие ионно-пучковая технология. Были развиты методики, с помощью которых удалось совершить прорыв по целому ряду направлений (ЭУФ литография, МР микроскопия, космическая астрономия и др.).

ИФМ РАН является одним из мировых лидеров в области изображающей оптики коротковолновых диапазонов (МР и ЭУФ) благодаря успехам в разработке как технологического, так и метрологического оборудования. В данной работе описаны достижения в области ионно-пучковой обработки оптических поверхностей. Приводится описание развитых методик, достигнутые результаты и обозначены направления развития.

Установка ионно-пучкового травления

Результатом многолетних исследований в области взаимодействия ускоренных ионов с поверхностью оптических материалов стало разработка и создание принципиально новой установки ионно-пучкового травления. Установка оснащена тремя источниками ускоренных ионов, два широкоапертурных с квазипараллельным ионным пучком и источник с фокусирующей ионно-оптической системой. В отличие от имеющихся на рынке и опи-

санных в научной литературе подобных машин, в данной установке реализована концепция подвижной детали. Данное решение позволило соединить в одном приборе все методики ионно-пучковой обработки поверхности, а именно, полировка, асферизация и коррекция. Фото установки – рис.1.



Рис. 1. Фото установки ионно-пучкового травления

Методики обработки поверхности

Коррекция формы

Процедура коррекции (рис.2а) представляет собой следующую последовательность действий:

1. Изучение формы поверхности при помощи интерферометра с дифракционной волной сравнения [1].
 2. Расчет траектории движения ионного пучка вдоль поверхности подложки и время травления в каждой точке (с помощью программы MIMMAD [2]).
 3. Коррекция малоразмерным ионным пучком.
- Вся процедура может быть повторена несколько раз до тех пор, пока форма поверхности не удовлетворяет требуемым параметрам.

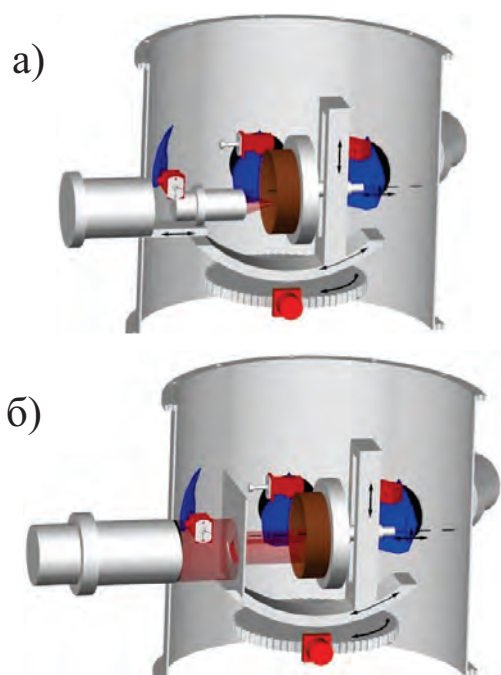


Рис. 2. а) Мода безмасочной коррекции сфокусированным пучком; б) Мода асферизации/полировки квазипараллельным ионным пучком через формирующую диафрагму

Методика асферизации

Осесимметричная асферизация производится по схеме, представленной на рис.2б. Между источником ускоренных ионов и сферической заготовкой устанавливается диафрагма/маска через которую проводится травление.

Методика асферизации представляет собой следующую последовательность действий:

1. Запись распределения ионного тока в пучке.
2. Расчет диафрагмы (с учетом профиля асферики и распределения ионного тока по апертуре).
3. Проверка полученного профиля на “Кукле” (при отклонении профиля от расчетного вносятся коррективы в форму диафрагмы).
4. Процедура асферизации (травление сферической заготовки квазипараллельным пучком ускоренных ионов через формирующую диафрагму).
5. Контроль формы поверхности.

Неосесимметричная асферика формируется по схеме коррекции локальных ошибок формы. В данном случае в качестве входных данных программа MIMMAD получает смоделированную поверхность, являющуюся инвертированием отклонения формы поверхности от расчетной.

Полировка поверхности

Полировка поверхности осуществляется по той же методике, что и асферизация с осесимметричным профилем, т.е. по схеме, представленной на рис.2б. Отличие заключается в том, что сечение формирующей диафрагмы изготавливается таким образом, чтобы производить равномерный съем материала вдоль поверхности подложки. Для воздействия на различные диапазоны пространственных частот и при обработке различных материалов для полировки могут быть использованы различные газы (He, Ne, Ar, Xe). С привлечением описанных выше методик был сформирован ряд элементов и схем на МР, ЭУФ и ВУФ диапазоны длин волн. В частности, для МР микроскопа на длину волны 3,37 нм – вогнутое зеркало с профилем асферики 10-го порядка [4].

Перспективы развития

Для продвижения в область более высоких пространственных частот доступных для коррекции малоразмерным ионным пучком разрабатывается новый алгоритм взаимодействия ионного пучка с поверхностью и новый источник с фокусировкой ионного пучка. Интересными направлениями видится развитие методики активации поверхности лазерных активных элементов для создания композитов [3]. А также формирование на поверхности нарушенного слоя с определенными характеристиками поверхности и приповерхностного объема, выступающего в роли просветляющего покрытия.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур” ИФМ РАН, при поддержке грантов РФФИ: 18-07-00633, 19-02-00631 и программы РАН 0035-2018-0018.

Литература

1. N.I. Chkhalo, I.V. Malyshev, A.E. Pestov *et al.* // Applied Optics, V. 55 (3), 619 (2016).
2. N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering, V.48, 338 (2017).
3. I. Kuznetsov, A. Pestov, I. Mukhin *et al.* // Optics Letters, V. 45, 387 (2020).
4. И.В. Мальшев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников и др. // Поверхность, №1, 3 (2019).

Первые результаты измерения XAFS-спектров в мягком рентгеновском диапазоне на станции СИ ВЭПП-4 «КОСМОС»

П.С. Заверткин¹, Д.В. Ивлишкин¹, А.Д. Николенко¹, А.Д. Федоренко², Е.В. Коротаев², М.М. Сыроквашин²

¹ Институт ядерной физики СО РАН, пр-т Лаврентьева, 11, Новосибирск, Россия

² Институт неорганической химии СО РАН пр-т Лаврентьева, 3, Новосибирск, Россия

*A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Проведена работа по измерению XAFS спектров вблизи краев поглощения К-краев поглощения фосфора, серы и L III краев поглощения молибдена и ниобия (2100 – 2700 эВ). Измерения проводились с использованием модернизированного двухкристального монохроматора монохроматора Si(111) в геометрии нормального падения. Описано устройство монохроматора. Обсуждаются основные сложности, возникающие в ходе получения спектров. Показано, что спектральное разрешение монохроматора позволяет получить XAFS спектры, качества которых достаточно для расшифровки структурны образца. В докладе будут представлены первые результаты по расшифровке полученных спектров.

Введение

Монохроматоры на основе кристаллов кремния широко используются в экспериментах по рентгеновской спектроскопии поглощения. Однако обычно они функционируют на установках, работающих на энергиях более 4-5 кэВ. Это ограничение связано с техническими трудностями создания высоковакуумной аппаратуры для установок, необходимыми для работы на более низких энергиях. Фундаментальным ограничением для кристаллов Si (111) является энергия 1977 эВ, когда угол падения становится нулевым. Таким образом, нишей для XAFS-спектроскопии высоковакуумного монохроматора являются химические элементы, имеющие К-края поглощения в диапазоне 1977-5000 эВ, то есть для элементов с порядковыми номерами от 15 до 22 (от фосфора до титана, соответственно). Замена кристаллов Si (111) на более длиннопериодные (бифталлаты, YB₆₆ [2], и другие) позволит расширить рабочий диапазон монохроматора в область низких энергий вплоть до 500 эВ. Как показывает практика, для проведения измерений XAFS необходимо спектральное разрешение порядка 1-2 эВ.

Конструкция монохроматора и его модернизация

Конструкция монохроматора подробно описана в работе [1] Монохроматор выполнен в двухкри-

стальной схеме, причем каждый кристалл установлен на отдельном гониометре, и второй гониометр имеет продольную степень линейную свободы, позволяющую сохранять неподвижность выходного пучка. Такая конструкция хорошо себя зарекомендовала при работе с многослойными зеркалами, и при измерении кривых качания кристаллов, однако оказалась неудобной при сканировании по спектру с использованием кристаллов, обладающих высоким спектральным разрешением ($\Delta E/E \approx 10^{-4}$), и, как следствие, узкой кривой качания. В этом случае точность установки угла второго гониометра оказалась недостаточной для соблюдения параллельности кристаллов, и при каждом изменении энергии возникала необходимость подстройки второго кристалла на максимум сигнала. На рисунке 1 представлен график такого сканирования в совокупности с графиком подстройки угла второго кристалла. Анализ нижнего графика $\delta\theta(\theta)$ дает возможность оценить погрешность установки угла, которую обеспечивают используемые гониометры. Эта погрешность на протяжении всего спектра составляет $\pm 0.005^\circ$, что соответствует средней погрешности установи энергии ± 0.26 эВ.

Время набора спектра (рис.1) составило порядка 40 минут (примерно по 20 секунд на каждую точку), что представляется слишком большими затратами пучкового времени. Кроме того, как показали эксперименты, автоматическая подстройка второго кристалла в использованном алгоритме происходит недостаточно точно для проведения спектроскопи-

ческих измерений (рис.2). По этой причине было принято решение отказаться от независимого вращения второго кристалла, установить его на единый гониометр с первым, и добавить возможность небольшой подстройки его угла с использованием линейного актуатора и упругой передачй.

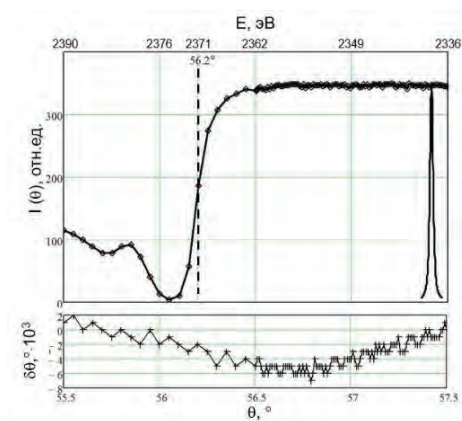


Рис. 1. Измерение коэффициента пропускания тонкопленочного (0.3 мкм) ниобиевого фильтра. Верхний график (♦) – зависимость сигнала детектора от угла θ . В правой части графика (сплошная линия) для сравнения приведена измеренная кривая качания монохроматора. На нижнем графике (+) приведена величина угла подстройки второго кристалла $\delta\theta$ при автоматической настройке монохроматора на максимум сигнала

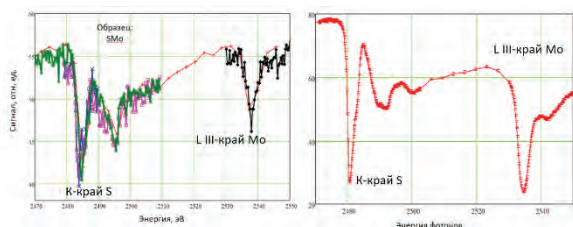


Рис. 2. Спектр, полученный на одном и том же образце до и после модернизации монохроматора

Полученные результаты

Полученная конструкция не обеспечивала неподвижности выходного пучка, но исключила уход из условия Брэгга при сканировании по спектру, что значительно улучшило соотношение сигнал-шум и позволило различить особенности

спектра, дающие возможность расшифровки структуры образца (рис. 2). Поскольку конструкция монохроматора не требует подстройки второго кристалла монохроматора в каждой точке, время сканирования сократилось в 5 раз: до 4 секунд на точку.

В настоящий момент производительность станции позволяет исследовать порядка 40 образцов за смену. В докладе будут приведены результаты обработки спектров, примеры расшифрованных структур, описаны особенности измерения, связанные с появлением глитчей в измеряемых спектрах (рис.3)

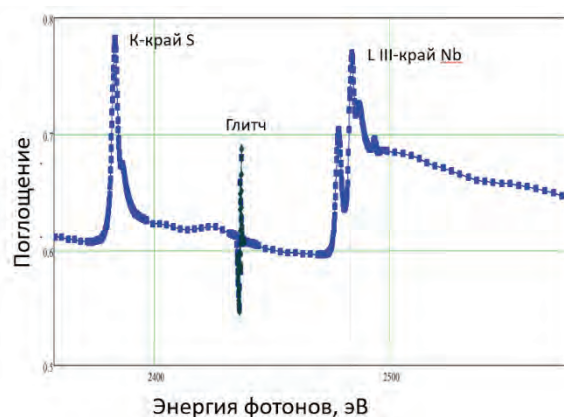


Рис. 3. Спектр поглощения образца №34: (Биядерный кластер $\{Nb_2S_4\}$ с мостиковыми дисульфидными лигандами S_2^{2-}). Наблюдается тонкая структура вблизи К-края серы и L-III-края ниобия. Наличие глитча практически не оказывает влияния на обработку спектра

Литература

1. Широкодиапазонный монохроматор вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов для метрологической станции синхротронного излучения. П.С.Заверткин, Д.В.Ивлюшкин, М.Р.Машковцев и др. //Автометрия 2019. Т. 55, № 2 стр. 5-13.
2. YB66 - a new soft X-ray monochromator for synchrotron radiation. II. Characterization Joe Wong, T. Tanaka, M. Rowen et al.// J. Synchrotron Rad. (1999). 6, 10860-1095.

Применение ионно-пучковой активации поверхности для создания композитных активных элементов из разнородных материалов для лазеров с высокой средней и пиковой мощностью

М.В. Зорина^{1,*}, И.И. Кузнецов², М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

*mzor@ipmras.ru

Показано, что при ионной обработке поверхности лазерных кристаллов нейтрализованными ионами Ar с энергией 800 эВ и скользящем угле 5° не происходит деградация шероховатости поверхности. Результат в перспективе позволяет использовать данный метод для активации поверхности перед “посадкой” образцов на оптический контакт.

Введение

Композитные активные элементы открывают широкий простор для развития современных лазерных систем, в частности, для одновременного достижения высокой средней мощности и высокой энергии. В подавляющем большинстве случаев для создания композитов используется метод термодиффузионной сварки, что существенно ограничивает диапазон доступных материалов, материалами с близкими ТКР. В рамках данной работы реализован и отработан метод создания композитных активных элементов из разнородных оптических материалов, заключающийся в обработке поверхностей пучком тяжелых ионов аргона и посадке скрепляемых поверхностей на оптический контакт. Созданы композитные элементы из широко используемого лазерного материала алюмоиттриевого граната, легированного ионами иттербия (Yb:YAG), с кристаллами чистого алюмоиттриевого граната (YAG), а также с монокристаллами сапфира. Проведены испытания композитных элементов в схеме лазера высокой средней мощности.

Активация поверхности ионным пучком

Активация поверхности ускоренными ионами производилась на установке ионно-пучкового травления [1]. Для реализации метода была проведена незначительная модернизация установки, в частности был изготовлен держатель образцов с шарнирным механизмом. Шарнир представляет собой пару

сапфировых элементов – шарик и основание для крепления образцов (шайба). Применение сапфирового основания и сапфирового шарика в силу низкого трения позволяют с одной стороны скомпенсировать несоответствие углов соединяемых элементов (не происходит закусывание, как в случае применения стали), а с другой стороны в силу своей прочности прикладывать значительное давящее усилие. Таким образом, схема эксперимента выглядит следующим образом, см. рисунок 1.

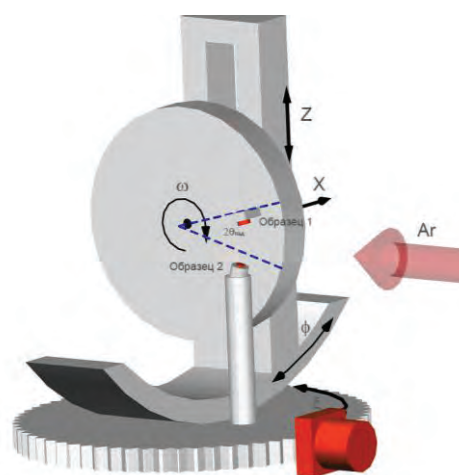


Рис. 1. Схема процесса ионного травления

Образец 1 жестко закрепляется с помощью кронштейна на поворотном столе установки, а образец 2 закрепляется на шарнирном механизме держателя. Оба располагаются по отношению к оси ионного пучка под одинаковым скользящим углом, образец 1 за счет поворота столика, образец 2 за счет кон-

струкции держателя. Влияние ионно-пучковой обработки на качество поверхности активного элемента после процедуры активации и аттестация шероховатости производилась на атомно-силовом микроскопе (АСМ) [2].

По результатам АСМ измерений восстанавливалась PSD-функция (power spectral density – спектральная плотность мощности) шероховатости – статистическая характеристика поверхности, представляющая собой распределение амплитуды шероховатости по пространственным частотам.

$$PSD(\nu) = |\hat{F}[z(\vec{\rho})]| \quad (\phi 1)$$

где $z(\vec{\rho})$ – высота поверхности в точке, определяемой радиус-вектором $\vec{\rho}$, \hat{F} – оператор преобразования Фурье. Типичная кривая PSD-функции представлена на рисунке 2

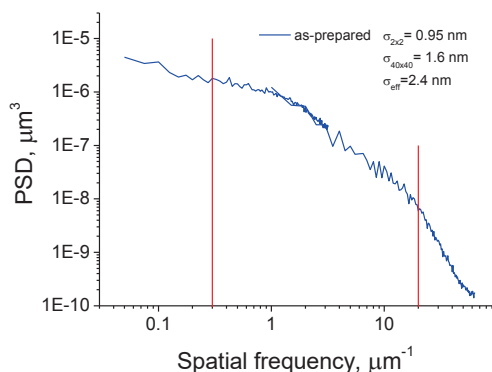


Рис. 2. PSD-функция шероховатости поверхности образца сапфира, построенная по данным АСМ (кадры размером 40x40 и 2x2 мкм)

Для количественного описания качества поверхности кроме PSD-функции вводится понятие эффективной шероховатости (σ_{eff}) – шероховатость в некотором диапазоне пространственных $\nu \in [\nu_{min} - \nu_{max}]$, она представляет собой интеграл от PSD-функции.

$$\sigma_{eff}^2 = \int_{\nu}^{\nu_{max}} PSD(\nu) d\nu \quad (\phi 1)$$

Как можно видеть (рис. 2), основной вклад в значение эффективной шероховатости вносят царапины, это дефекты с латеральным размером неоднородности 3-0.05 мкм (диапазон пространственных частот $\nu \in [3 \cdot 10^{-1} - 2 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$). Очевидно, что применение возможностей химико-механической полировки со снятием нарушенного слоя позволит в значительной степени убрать царапины и заметно понизить эффективную шероховатость [3]. Тем не менее, развитая в данной работе методика глубокой шли-

фовки полировки с поэтапным уменьшением зерна полирующего агента, позволила получить высококачественную поверхность с шероховатостью ~ 2 нм. Далее образцы подвергались бомбардировке нейтральными ионами Ag при различных параметрах процесса. Затем вновь проводилось изучение шероховатости поверхности с помощью АСМ. В результате было обнаружено, что оптимальным с точки зрения шероховатости поверхности является угол 5° от поверхности. Для всех изученных материалов наблюдалось сохранение шероховатости на исходном уровне в области средних пространственных частот, а в области высоких пространственных частот наблюдается незначительное сглаживание (рис.3). Таким образом, показано, что при ионной обработке поверхности лазерных кристаллов нейтральными ионами Ag с энергией 800 эВ и скользящем угле 5° не происходит деградация шероховатости поверхности, что в перспективе позволяет использовать данный метод для активации поверхности перед “посадкой” образцов на оптический контакт.

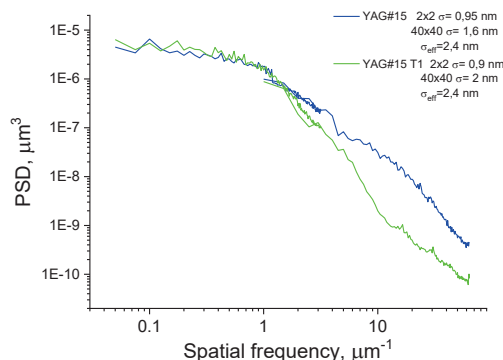


Рис. 3. PSD-функция шероховатости поверхности образца YAG, построенная по данным АСМ (кадры размером 40x40 и 2x2 мкм) до и после ионного травления

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Физика и технология микро- и наноструктур” ИФМ РАН и при поддержке гранта РФФИ: 19-02-00631.

Литература

1. N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering, V.48, 338 (2017).
2. М.В. Зорина, А.Е. Пестов, Н.И. Чхало // «Нанофизика и нанoeлектроника - 2019», Т.1, 473.
3. N.I. Chkhalo, S.A. Churin, A.E. Pestov *et al.* // Optics Express, V.22(17), 20094 (2014).

Проект установки для прецизионного формообразования оптических элементов методом реактивно-лучевого травления

М.В. Зорина¹, М.С. Михайленко¹, А.Е. Пестов¹, А.Н. Нечай¹, А.К. Чернышев¹, Н.И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*mikhaylenko@ipm.sci-nnov.ru

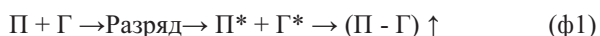
В работе представлен проект экспериментального стенда на базе источника ускоренных ионов с холодным катодом, позволяющим работать с активными газами. Установка разрабатывается с целью изучения возможности применения реактивно-лучевого травления для проведения глубокой асферизации поверхности рентгенооптических элементов.

Введение

Для глубокой асферизации формы поверхностей оптических элементов коротковолновой области спектра (EUV, BEUV, SXR) применяют технологию ионно-пучкового травления (ИПТ). Однако максимальный перепад высот (10 мкм и более) накладывает определенные трудности, связанные с деградацией выходных параметров источника ускоренных ионов, которое имеет место при длительной непрерывной работе (более часа). Для того чтобы повысить эффективность ИПТ, предлагается использовать энергию разряда для синтеза химически активных частиц (ХАЧ) в плазме, которые быстрее травят поверхность. Такие процессы называются плазмохимическим травлением (ПХТ). В зависимости от значения давления, энергии и наличия реагентов характер процесса травления может варьироваться от чисто физического до чисто химического [1]. Помимо асферизации и коррекции формы поверхности ПХТ можно использовать также для очистки поверхности от загрязнений, при этом не изменяя её форму (например, чистка коллекторного зеркала литографа от углеводородных остатков фоторезиста на поверхности).

Плазмо-химическое травление

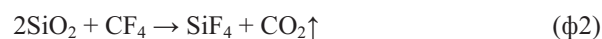
В общем случае взаимодействие ионизированного газа с поверхностью твердого тела можно записать в виде следующей реакции:



Где П, П* - нейтральный и активированный атомы на поверхности твердого тела; Г, Г* - нейтральный и активированный в плазме атомные частицы газа-

реагента; (П - Г) \uparrow - летучее соединение вещество подложки и активного газа.

На практике применяются неагрессивные рабочие среды, содержащие галогены (CF₄, CCl₂F₂, CCl₂ и др.), которые под действием разряда диссоциируют с образованием в зоне плазмы активных частиц F, Cl и т.п. Под действием плазмы могут проходить и более сложные реакции, однако, процессы, определяющие механизм и кинетику травления являются диссоциация и активация галоген-содержащих газов. Для реализации эффективного ПХТ твердой поверхности необходимо осуществить диссоциацию рабочего газа, которая определяет скорость генерации ХАЧ в плазме и соответственно определяет скорость травления. В данной работе предполагается проводить инициализацию разряда (диссоциацию галоген-содержащих газов), используя источник ускоренных ионов типа Кауфмана с холодным катодом. Для поверхности SiO₂ травление газом CF₄ реакция запишется следующим образом:



Такая реакция проходит в несколько стадий: 1) диссоциация молекул CF₄ в низкотемпературной плазме; 2) хемосорбция на поверхности с образованием ковалентных связей, которые ослабляют связь атомов подложки с кристаллической решёткой; 3) индуцирование и смещение электронов атомов, расположенных в более глубоких приповерхностных слоях и т.д. В свою очередь каждая стадия процесса подвержена амортизации и может пойти тем или иным путём в зависимости от условий эксперимента (множество переходных физико-химических процессов, в том числе и соединений).

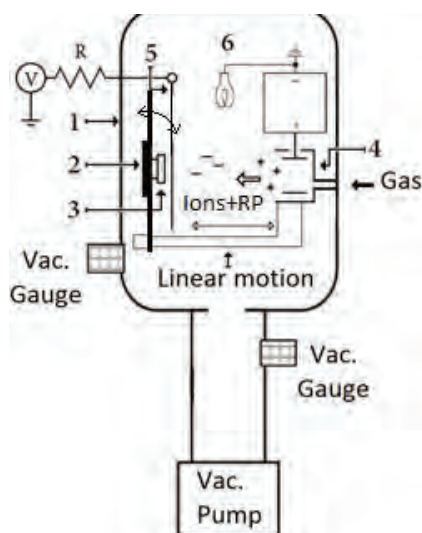


Рис. 1. Схема стенда для проведения ПХТ. Вакуумная камера (1), 2-осный гониометр (2), предметный стол на с закреплённым на нём образцом (3); ионный источник (4) закреплён на линейной моторизованной подвижке (с шаговым двигателем), обеспечивающий перемещение источника вдоль оси пучка. На выходе источника установлена вращающаяся заслонка (5), перекрывающая ионный пучок, одновременно являющаяся измерителем ионного тока, и термо-катод нейтрализатора (6)

Стенд планируется строить на базе установки, описанной в [2]. Будут использованы химически стойкие материалы: стенки камеры – нержавеющая сталь; источник ускоренных ионов - Ni, Mo, нержавеющая сталь. Планируется установить защиту для системы откачки, в особенности на вход турбомолекулярного насоса.

Результаты и обсуждение

Были проведены первые эксперименты по очистке поверхности коллектора нанолитографа, представляющего из себя многослойное рентгеновское зеркало (МРЗ) Mo/Si, от напыленного слоя Sn в результате лазерной абляции мишени лазерно-плазменного источника. Травление проводилось нейтрализованными ионами водорода. Соответствующая реакция запишется в виде:



В результате травления удалось повысить коэффициент отражения МРЗ с 1.5% до 43.3% (Рис.2).

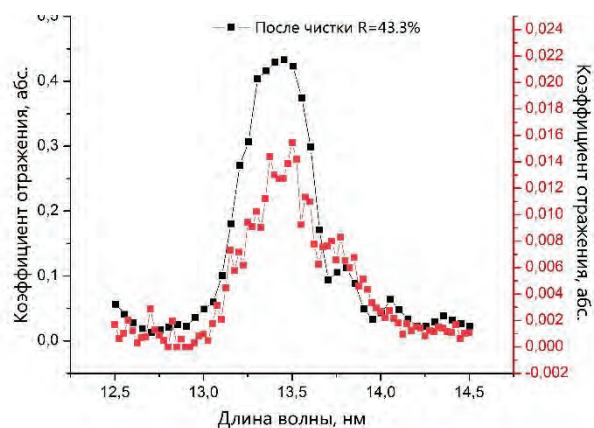


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения МРЗ Mo/Si до и после плазмо-химической очистки олова на поверхности ионами водорода

Также было проведено сравнение скоростей распыления плёнки бора толщиной 200 нм ионами аргона и водорода. В случае с Ag при токе ионов 150 мА, скорость распыления составила 0.56 нм/мин, в то время как ионами H₂ с током 30 мА удалось достичь того же результата в 6 раз быстрее (скорость травления – 3.34 нм/мин).

Таким образом, первые результаты показали эффективность использования реактивно-лучевого травления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-02-00173.

Литература

1. D.S. Sidorov, N.I. Chkhalo, M.S. Mikhailenko, A.E. Pestov, V.N Polkovnikov. Sputtering of carbon using hydrogen ion beams with energies of 60–800 eV // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. Vol. 387, pp. 73-76 (2016).
2. А.Е. Пестов, Н.И. Чхало, М.С. Михайленко и Л.А. Гончаров. Миниатюрный источник ионов с плазменным нейтрализатором КЛАН-10М // ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, № 3, с. 19–24 (2019).

Исследование эффективности нарезных дифракционных решеток в оптической схеме монохроматора Роуланда в ЭУФ диапазоне длин волн

С.Ю. Зуев¹, М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

Дифракционные решетки, как главный оптический элемент отвечающий как за разрешение, так и за светосилу монохроматора. При изготовлении подавляющее большинство решеток не проверяется на эффективность в диапазоне мягкого рентгеновского излучения и ЭУФ из-за отсутствия у производителя соответствующей аппаратуры для проведения измерений эффективности изготавливаемых решеток. В настоящее время существуют также сложности с изготовлением нарезных решеток на отечественной производственной базе, поэтому в работе были исследованы ряд отечественных нарезных решеток изготовленных в свое время (60-е г.) в ГОИ и комплектовавшими РСМ 500 и позднее приобретенными решетками изготовленными в Казани (80-е г.). Более поздние образцы нарезных решеток характеризуются заметно худшими характеристиками. В работе рассмотрено также влияние вакуумных загрязнений и покрытий поверхности дифракционных решеток на их характеристики.

Введение

Для проведения исследований эффективности решеток в рассматриваемом диапазоне использовался стенд (ранее подробно описанный в [1]) для исследования элементов рентгеновской оптики состоящий из источника (рентгеновской трубки со сменными анодами), монохроматора от отечественного рентгеновского спектрометра – монохроматора РСМ500, универсального вакуумного гониометра с рефлектометром и приемником излучения и второго источника (газоразрядной трубки) с ЭУФ монохроматором ЛНТ-30 для возбуждения и выделения излучения линий 1-о и 2-х зарядных ионов газов (HeI 58.43нм и HeII 30.38нм). Общий спектральный диапазон исследования решеток составил 4.5нм-60.0нм.

Решетки для МР и ЭУФ и их тестирование

В настоящее время в МР и ЭУФ диапазоне применяются решетки эшелеты имеющие по сравнению с обычными решетками несравнимо большую эффективность дифракции. Высокая эффективность решетки обеспечивается за счет работы большой поверхности решетки при углах ПВО. Со стороны коротких длин волн рабочий диапазон решетки ограничивается (в зависимости от схемы дифракции) практически только критическим углом ПВО.

Теоретически эффективность дифракционных решеток была оценена в работе [2], эшелетов в [3].

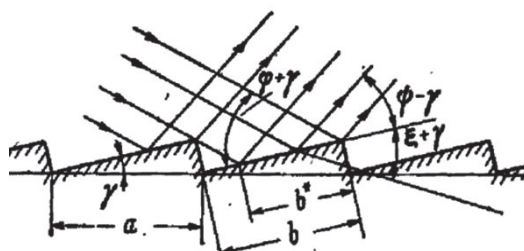


Рис. 1. Схематическое изображение эшелета. Здесь ϕ – угол падения, ψ – угол дифракции, γ – угол блеска

Эшелет представляет собой см. рис. 1 сильно несимметричную решетку, одна грань штриха которой является рабочей а вторая второстепенной. Форма и шероховатость рабочей поверхности штриха определяют эффективность решетки и спектральную ширину области ее применения в конкретной схеме. Максимальная эффективность дифракции достигается при $\phi + \gamma = \psi - \gamma$ и выполнении условия $\cos \phi - \cos \psi = mP\lambda$.

Усредненная функция рассеяния от одного штриха решетки зависит от способа и качества ее изготовления. Поэтому, решетки практически неразличимые в оптике видимого света, в МР и ЭУФ диапазоне могут различаться в разы и более.

Методика измерений

Для измерений решетки устанавливались в выше описанный исследовательский стенд под рабочими углами падения (для монохроматора РСМ500 и решеток с радиусом кривизны $R=2000\text{мм}$ и $R=600\text{мм}^{-1}$ угол падения $\varphi=6.0^\circ$) Приемник излучения сканировал при этом от углов зеркального отражения (0 порядок дифракции) по всей рабочей области углов дифракции. При этом наблюдению были доступны как 1-й порядок дифракции, так и старшие порядки.

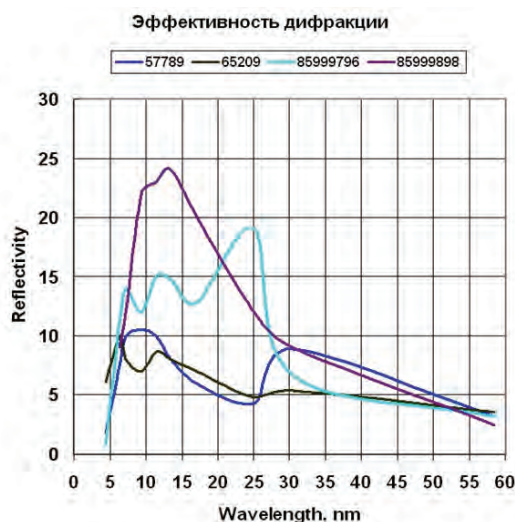


Рис. 2. Измеренные характеристики эффективности дифракции 4-х решеток в рабочем диапазоне длин волн

При необходимости решетка поворачивалась на 180° для исследования дифракции в противоположном направлении.

Выводы

Результаты проведенных исследований см. рис. 2 показали что практически все решетки, произве-

денные даже в серии, имеют существенные различия при их применении в рассматриваемом диапазоне длин волн. Для того чтобы эффективнее использовать монохроматор в длинно волновой части спектра необходимы решетки с большими углами блеска.

Технологические операции по повышению эффективности решеток за счет мытья их поверхности или нанесения отражающих покрытий не существенным образом сказываются на рабочих характеристиках. Нанесение отражающих покрытий увеличивает коэффициент дифракции на длинах волн короче 6 нм, но вместе с тем ухудшает контраст сигнал шум.

Вместе с тем исследования показали, что некоторые решетки имеют эффективность существенно превышающую среднюю для рассмотренной выборки объектов измерения. Проведенная работа позволит также лучше планировать проведение экспериментов в разных частях спектра с учетом индивидуальных характеристик спектрального прибора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-07-00633

Литература

1. С.Ю. Зуев, А. В. Митрофанов // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, 2002, 1, с. 82-84.
2. G. Sprague, D.H. Tombouliau, D.E. Bedo // J. Opt. Soc. Amer., 45, 756, 1955.
3. А.П. Лукирский, Е.П. Савинов, Ю.П. Шепелев // Оптика и спектроскопия, Т.15, В. 4, с. 544-548, 1963.

Влияние барьерных слоев на отражательные характеристики многослойных зеркал Cr/Sc

Д.С. Квашенников^{1,2,*}, С.А. Гарахин¹, И.В. Малышев¹, В.Н. Полковников¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия.

*pltcm9@outlook.com

В работе было проведено исследование многослойных рентгеновских зеркал Cr/Sc для диапазона «окна прозрачности воды». Определены структурные параметры многослойных зеркал. Наблюдался эффект сокращения протяженности переходных областей при добавлении барьерного слоя карбида бора.

Введение

Интерес к многослойным зеркалам (МЗ) на основе Cr/Sc объясняется теоретической возможностью получения высоких пиковых значений коэффициентов отражения, достигающих до 55% (на длине волны 3,12 нм), в части так называемого диапазона «окна прозрачности воды». Это позволяет рассматривать МЗ Cr/Sc в качестве основы разнообразных оптических систем. Например, схем рентгеновской микроскопии. Но начиная с первых работ [1,2] и до последнего времени на практике не удается получить зеркала с коэффициентами отражения, достигающими 20%. Лучшее отражение для МЗ Cr/Sc показано в работе [3] и составляет 17% на длине волны 3,12 нм.

Основная причина несоответствия теоретических расчетов и экспериментальных данных связана с межслоевой шероховатостью. Так как толщины материалов в зеркале нормального падения для диапазона длин волн вблизи 3,12 нм составляют доли нанометров (период менее 1,6 нм), то многослойная структура очень чувствительна к межслоевой шероховатостям (рис. 1).

Для снижения величины шероховатости применяют методы управления качеством переходных слоев. Например, введение барьерных слоев, пассивация газами, ионное ассистирование [4-6]. На сегодняшний день максимальный коэффициент отражения 23% ($\lambda = 3,12$ нм) достигнуто сочетанием методик добавления азота к рабочему газу (при распылении хрома) и введения барьерного слоя карбида бора В₄С на поверхность слоя хрома [7].

В данной работе изучалось влияние барьерных слоев карбида бора на структурные параметры и отражательные характеристики МЗ Cr/Sc. Барьерные

слои осаждались как отдельно на поверхность либо хрома, либо скандия, так и на обе границы.

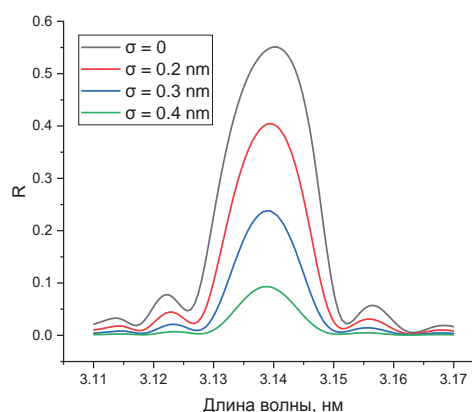


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения МЗ Cr/Sc от шероховатости. Период зеркала 1,57 нм

Многослойные зеркала методом магнетронного напыления осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины.

Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и рефлектометрии в мягкой рентгеновской области спектра.

Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO и на оборудовании Курчатовского синхротронного источника.

Измерения в мягкой рентгеновской области спектра проводились на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монохроматором PCM-500 на оптической линии синхротрона BESSY-II.

Результаты

На рисунке 2 в логарифмическом масштабе представлены угловые зависимости коэффициентов отражения в области 2-ого брэгговского пика для МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc (барьерный слой карбида на поверхности пленок хрома), Cr/Sc/B₄C (карбид бора на скандии), Cr/B₄C/Sc/B₄C (карбид бора на всех границах).

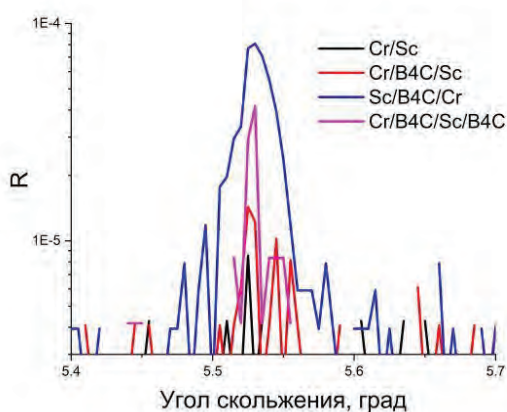


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения в области 2-ого брэгговского пика для МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc, Cr/Sc/B₄C, Cr/B₄C/Sc/B₄C ($\lambda=0,154$ нм)

Можно заметить, что пик, соответствующий зеркалу Cr/Sc/B₄C, превосходит другие пики. Это свидетельствует о том, что шероховатость структуры наименьшая. Меньшей шероховатостью относительно двухкомпонентной структуры обладают все варианты с барьерным слоем.

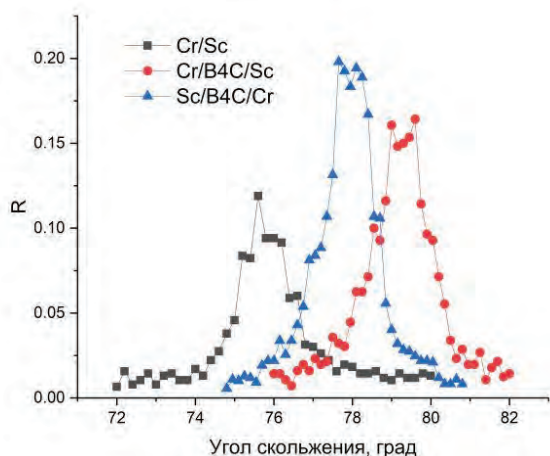


Рис. 3. Зависимости коэффициентов отражения в области 1-ого брэгговского пика для МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc, Cr/Sc/B₄C ($\lambda=3,14$ нм)

Об улучшении границ в МЗ с барьерными слоями свидетельствуют и результаты, представленные на

рис. 3. Относительные высоты пиков на рис. 2 и рис. 3 находятся в соответствии друг с другом.

Шероховатость границ также может быть по данным малоуглового рассеяния рентгеновского излучения (рис. 4). В этом эксперименте снимались кривые качания МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc, Cr/Sc/B₄C. По взаимному расположению «хвостов» можно сделать вывод, что от структуры Cr/Sc/B₄C происходит наименьшее рассеяние излучения. Это свидетельствует о меньшей средней геометрической шероховатости.

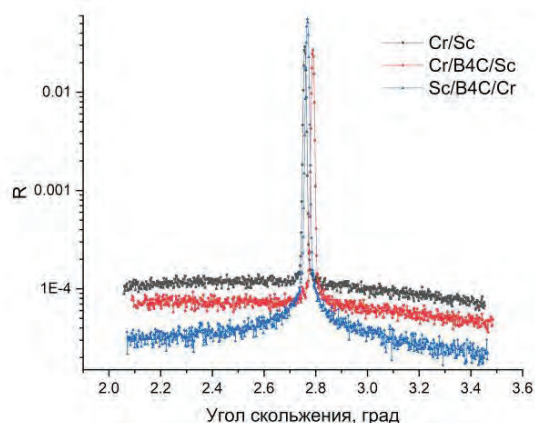


Рис. 4. Диффузное рассеяние от МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc, Cr/Sc/B₄C ($\lambda=0,154$ нм)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-32-00149 и 20-02-00364.

Литература

1. Шамов Е. А. и др. // Поверхность, 9 60 (1996).
2. Salashchenko N.N, Shamov E.A. // Optics communication 134 1-6 7 (1997).
3. F. Schäfers, S. Yulin, T. Feigl *et al.* // SPIE-Proc. V. 5188, 138-145 (2003).
4. Meiyi Wu; Catherine Burcklen; Jean-Michel André *et al.* // Optical Engineering, 56(11), 117101 (2017).
5. Ghafoor N., Eriksson F., Gullikson E. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 92(9), 091913 (2008).
6. N. Ghafoor, F. Eriksson, P.O.Å. Persson *et al.* // Thin Solid Films, (516), 6, 982-990 (2008).
7. Meltchakov E., Burcklen C., De Rossi *et al.* // Physics of X-Ray and Neutron Multilayer Structures, Palaiseau (France) 7-9 Nov, P.25 (2018).

VLS-спектрограф с плоским полем для области длин волн 50 – 275 Å

А.О. Колесников^{1,2,*}, Е.А. Вишняков¹, Е.Н. Рагозин^{1,§}, А.Н. Шатохин¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

*alexeu6180@gmail.com, §enragozin@gmail.com

Разработан метод расчета VLS-спектрографов скользящего падения с плоским полем и рассчитано семейство приборов такого класса. Усовершенствован метод расчета схемы записи для изготовления сферических VLS-решеток методом интерференционной литографии. Рассчитана схема записи для изготовления VLS-решетки для спектрографа с плоским полем на область 50 – 275 Å. На основе сферической VLS-решетки, изготовленной в ГИПО по нашим расчетам, экспериментально реализован VLS-спектрограф скользящего падения с плоским полем для области длин волн 50 – 275 Å. Зарегистрированы линейчатые спектры лазерной плазмы LiF и (C₂F₂)_n, продемонстрирована разрешающая способность ~ 800, что соответствует расчетной.

Введение

Использование матричных ПЗС-детекторов в мягком рентгеновском диапазоне добавляет к требованиям к оптическим схемам спектральных приборов еще одним пунктом – нормальным падением излучения на детектор. В классической схеме Роуланда удовлетворение этого требования приводит к снижению разрешающей способности и сокращению рабочего спектрального диапазона.

Одним из способов сохранить ширину диапазона и разрешение при нормальном падении на детектор является замена классической сферической решетки на решетку с переменным шагом (Varied Line-Space grating, VLS-решетку). Впервые этот подход предложил Т. Харада, рассчитав [1], а затем продемонстрировав в действии [2] спектрограф скользящего падения с плоским полем на основе сферической VLS-решетки (Рис. 1). Этот прибор стал коммерчески доступен, широко распространен в мире и сейчас называется спектрографом Харады.

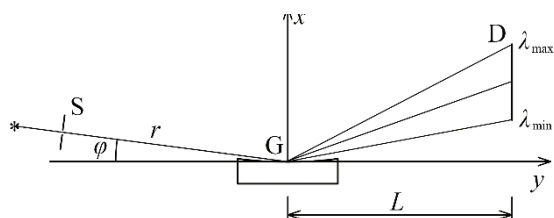


Рис. 1. Схема VLS-спектрографа скользящего падения с плоским полем. S – входная щель, D – детектор, G – сферическая VLS-решетка

Однако в каждой задаче требуется прибор со своими уникальными характеристиками – спектральным диапазоном, разрешением, габаритами и т.д. Поэтому разработки новых спектральных приборов

с плоским полем для мягкой рентгеновской области спектра ведутся и в настоящее время [3 – 6].

Мы поставили перед собой цель рассчитать, а затем экспериментально реализовать прибор такого класса в области спектра 50 – 300 Å.

Расчет оптической схемы спектрографа

Мы разработали метод расчета спектрографов с плоским полем. Он основан на аналитическом подходе в приближении геометрической оптики и дальнейшей проверке и уточнения расчета методом численной трассировки лучей [7]. С помощью этого метода были рассчитаны три варианта VLS-спектрографа скользящего падения с плоским полем: компактный (25 см) прибор на диапазон 90 – 250 Å с $\lambda/\delta\lambda \sim 400$, полуметровый спектрограф на область 50 – 275 Å с $\lambda/\delta\lambda \sim 850$ и коротковолновый (20 – 110 Å) длиннофокусный (1.5 м) прибор с разрешающей способностью ~ 2500. Для экспериментальной реализации был выбран вариант спектрографа для диапазона 50 – 275 Å.

Изготовление VLS-решеток

При выборе технологии изготовления VLS-решетки мы остановились на интерференционной литографии как на самой доступной в нашей стране. Процесс изготовления выглядит так: на подложку решетки наносится слой фоторезиста. Далее заготовка помещается в схему записи, где на фоторезисте сбиваются два когерентных монохроматических пучка и происходит их интерференция. Интерференционная картина экспонируется на фоторезисте, и в процессе его дальнейшего проявления форми-

руется рельеф. Затем на этот рельеф наносится отражающее покрытие, например, золото.

Разрешающая способность прибора зависит от того, насколько хорошо частота штрихов решетки была аппроксимирована частотой интерференционных полос. Поэтому ключевым этапом для изготовления VLS-решетки является расчет схемы записи. Мы разработали метод решения этой задачи для схемы записи с одним вспомогательным зеркалом, основанный на аналитическом обращении теории, изложенной в работе [8] и дальнейшем уточнении решения методом численной трассировки лучей. Этот метод мы дополнили оптимизацией, которая позволяет не только улучшить аппроксимацию частоты штрихов частотой интерференционных полос, но и уменьшить кривизну будущих штрихов, а также при необходимости увеличить аперттуру решетки.

По рассчитанной нами схеме записи в НПО ГИПО (Казань) были изготовлены три VLS-решетки. Измерение частоты штрихов по аперттуре в нескольких точках показало, что решетки получились практически идеальными.

Испытание спектрографа

Элементы спектрографа были смонтированы на дюралюминиевой плите длиной 0.6 м (Рис. 2).

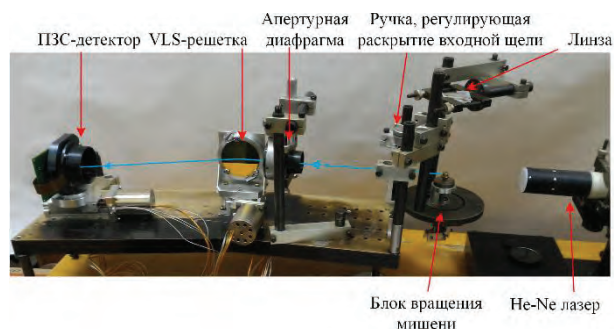


Рис. 2. Фотография VLS-спектрографа

Предварительная юстировка прибора проводилась при помощи He-Ne лазера, а окончательная – непосредственно при регистрации спектров многозарядных ионов лазерной плазмы. Для этого использовались высокоточные моторизованные позиционеры фирмы Standa, управляемые с компьютера: решетка помещалась на поворотный столик, а детектор на однокоординатный транслятор.

Были зарегистрированы спектры многозарядных ионов лазерной плазмы фторида лития (Рис. 3) и тефлона. Согласно оценкам, проведенным по двум близко лежащим линиям, разрешающая способность прибора составляет 750 в районе 135 Å и 860 в районе 166 Å. Таким образом, разрешение прибора соответствует расчетному.

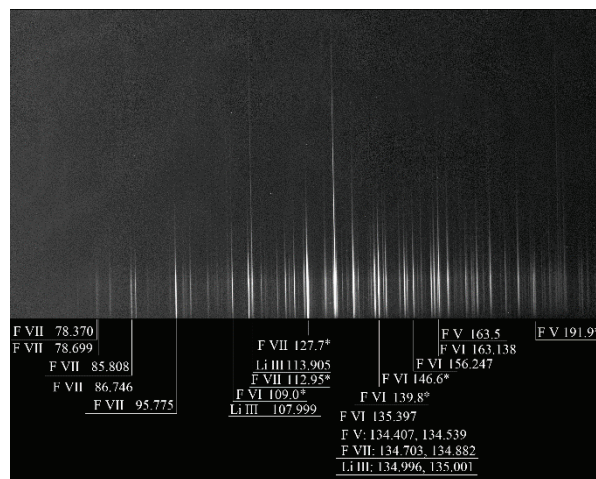


Рис. 3. Спектр лазерной плазмы LiF, полученный за один импульс Nd:YAG-лазера. Видны линии ионов Li III, F V, F VI, F VII

Литература

1. T. Harada, T. Kita // *Appl. Opt.*, V. 19 (23), 3987 (1980).
2. T. Kita, T. Harada, N. Nakano., H. Kuroda // *Appl. Opt.*, V. 22 (4), 512 (1983).
3. P. Beiersdorfer, E. W. Magee et al. // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 75 (10), 3723 (2004).
4. J. Dunn, E. W. Magee, R. Shepherd, et al. // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 79, 10E314 (2008).
5. G. Ghiringhelli, A. Piazzalunga et al. // *Rev. Sci. Instrum.*, V. 77, 113108 (2006).
6. T. Imazono, R. Ukita, et al., *Appl. Opt.*, V. 51 (27), 7770 (2018).
7. Е. А. Вишняков, А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин, А. Н. Шатохин // *Квантовая электрон.*, Т. 46 (10), 953 (2016).
8. T. Namioka, M. Koike // *Appl. Opt.*, V. 34 (13), 2180 (1995).

Исследование временной деградации кремниевых наноструктур в процессе автоэлектронной эмиссии на основе in-situ методики РЭМ измерений

С.Ю. Коротков¹, Г.Д. Демин¹, Н.А. Дюжев¹, М.А. Махиборода¹ И.Д. Евсиков¹,
Н.А. Филиппов¹

¹ Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498.

Экспериментально изучены зависимости эмиссионного тока лезвийного кремниевого катода от ускоряющего напряжения и давления в камере РЭМ. Продемонстрированы несколько видов разрушаемости кремния при разных условиях.

Введение

При разработке источников рентгеновских источников на основе автоэмиссионных катодных структур, одна из главных величин описывающих его качество будет являться его стойкость к правильной работе в рабочем режиме.

Для использования их в создании какой-либо техники необходимо точно знать не только «время жизни» катод-анодной конфигурации, его стойкость к физическим нагрузкам и т.д., но и иметь представление о самом процессе деградации автокатада в виду его принципиальной важности в полной работоспособности и поддержании его структуры заложенной при конструировании в максимально неотличном от изначального, заданного и проверенного в некоторых незначительных рамках погрешности измерения эмиттирующей структуры. И хотя такие материалы как графен и углеродные нанотрубки в качестве материала самих автоэмиттеров своими свойствами в автоэмиссии кажутся самыми заманчивыми, особенности работы с самими наноуглеродными материалами представляет ряд дополнительных сложностей для работы с ними.

Нами, для исследования на меру свойственности испытываемых структур деградации был взят кремний как наиболее изученная структура обладающая наиболее распространенными заводскими и ресурсосоставляющее производства, наиболее выверенными техпроцессами и имеющие, помимо создания необходимого в технологической эволюции структур, шага в сторону улучшения техники, уменьшение финансового вложения, и времени наработки итогового устройства.

Эксперимент

Для изучения эмиссионных характеристик были изготовлены автоэмиссионные кремниевые катоды в конструктивных исполнении лезвийного типа (рис 1). На оснащенном электронагревателем керамическом держателе монтировалась кремниевая деталь с клинообразным профилем, сформированным анизотропным травлением кремния. Длина острой кромки составляла 2 мм. В первом случае анод представлял из себя медную пластину, во втором – иглу из вольфрама. Над образцами перед измерением не проводилась тренировка катода. В целях изучения процесса адсорбции/десорбции был выбран режим постоянного тока источника питания.

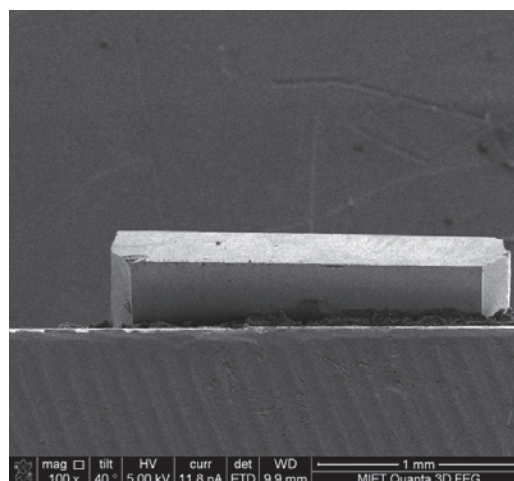


Рис. 1. Внешний вид тестируемых образцов. На вкладке - увеличенный фрагмент автоэмиссионного катода¹

Исследование происходило в РЭМ. Расстояние катод-анод составляло 50 мкм. Образцы проходили испытание и после появления плазмы.

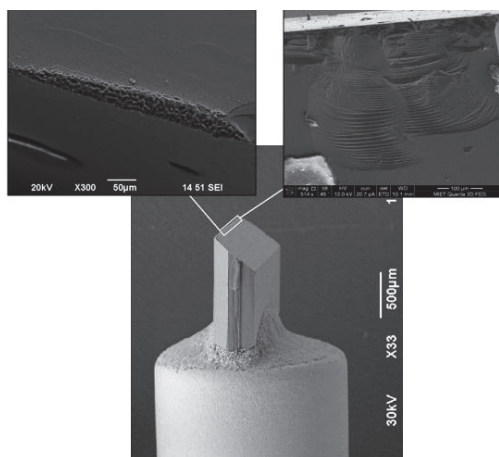


Рис. 2. Результаты разрушения образцов

Заключение

Одним из аспектов деградация кремниевых автоэмиссионных структур что влияют на необратимые изменения характеристик можно назвать разрушение наиболее эффективных эмиссионных центров в результате ионной бомбардировки. Обратимым данный процесс происходит только до взрыва или скола, изменения в свойствах материала в таких рамках можно отчасти описать явлением вытягивания и некоторой перестройки структуры образца пондеромоторными силами, которые производят заострение и утоньшение структуры, что уменьшает пороговое напряжение автоэмиссии, это же явление вносит вклад в стойкость образцов, так как растянутая структура кремния уменьшает свою прочность не только в связи с бомбардировкой ионами газа в вакуумной камере, но и в связи с уменьшением сопротивлению фоновой составляющей. Вытянутая структура лучше производит процесс десорбции на себя остаточного газа, в том числе ионизированного, что увеличивает загряз-

ненность образца, но сам процесс перераспределения десорбата по автоэмиссионным центрам происходит под действием температуры, что и дает «время релаксации» явления гистерезиса. Десорбцией описывается начальный участок ВАХ, часть шумовой составляющей и участок начала гистерезиса, тогда как процесс вытягивания описывает остальную часть гистерезиса. Кремний обладает много большим сопротивлением вытягивающим силам и разрушению ионной бомбардировкой, что является свойством его кристаллической структуры и увеличивает не только стойкость к обратимому изменению характеристик, но и стойкость к деградации образца. Из этого всего можно сделать вывод что кремний является в некоторых аспектах не только превосходящим, но и незаменимым материалом в микро и нанoeлектронике, а потому пока не имеет смысла отходить от него, особенно учитывая степень его освоения и дешевизну. Дополнительно была доказана возможность измерений такого типа как представленный в РЭМ, что открывает новые пути развития использования данного прибора.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (проект № 14.578.21.0250, RFMEFI57817X0250) с использованием оборудования ЦКП "Микросистемная техника и электронная компонентная база", поддержанного Минобрнауки России.

Литература

1. Дюжев Н.А. и др., Журнал технической физики, 89 (12), 1836-1842 (2019).

Применение новых типов МС зеркал нормального падения для целей солнечной спектроскопии ВУФ диапазона

С.В. Кузин^{1*}, А.С. Рева¹, С.А. Богачев¹, Н.Ф. Ерхова¹, Н.Н. Салащенко²,
Н.И. Чхало², В.Н. Полковников²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991.

² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950.

*s.kuzin@lebedev.ru, §sidoroff@mail.ru

В настоящее время достигнут значимый прогресс в многослойных зеркалах нормального падения ВУФ диапазона спектра. В первую очередь, это касается повышения коэффициента отражения на рабочей длине волны, уменьшения спектральной ширины кривой отражения, появления высокоэффективных МС покрытий для коротковолнового (3-9 нм) и длинноволнового (более 50 нм) участков спектра. Создание таких зеркал открывает новые возможности для проведения астрофизических исследований Солнца. Узкие спектральные ширины зеркал в сочетании с высоким коэффициентом отражения позволяют регистрировать изображения солнечной короны в монохроматических линиях. Особенно перспективным является использование телескопов на базе этих зеркал для динамической спектральной диагностики полного диска Солнца методом изображающей спектроскопии. Метод основан на регистрации монохроматических изображений Солнца в линиях ВУФ диапазона спектра с высоким пространственным и временным разрешением. В докладе обсуждается возможный прогресс в солнечных исследованиях с применением этого типа оптики.

Введение

Рентгеновская астрономия Солнца занимает одно из ведущих мест в исследованиях физики Солнца. Это связано с тем, что, во-первых, это практически единственный способ прямого изучения протекающих в короне процессов, и, во-вторых, эти исследования имеют важное значение не только для фундаментальных, но и прикладных задач в части космической погоды. За более чем 60 лет космической эры сформировалось несколько выделенных направлений в области рентгеновских исследований короны, одним из которых является изображающая спектроскопия. Это направление сильно связано с развитием экспериментальной базы: детекторов, средств бортовой обработки изображений и многослойных покрытий зеркал нормального падения.

Метод изображающей спектроскопии

В 90-е года прошлого века был сформулирован и реализован новый метод в космических исследованиях Солнца – метод изображающей спектроскопии. Он подразумевает получение изображений полного диска Солнца одновременно с высоким пространственным и спектральным разрешением.

Это связано в первую очередь с необходимостью получить спектроскопическую информацию о взрывных процессах в солнечной короне, необходимую для определения физических характеристик солнечной плазмы: плотности, температуры и меры эмиссии. Так как эти процессы происходят довольно редко, то для повышения вероятности их регистрации необходимо наблюдать полный солнечный диск.

Вначале этот метод был основан на сочетании спектроскопической и изображающей техники в инструментах, называемых спектрогелиографами [1,2], что было связано в первую очередь с ограниченным набором высокоэффективных покрытий зеркал нормального падения в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра. В середине 90-х с появлением новых типов покрытий проводятся эксперименты с одновременной регистрацией солнечной короны в нескольких узких спектральных диапазонах [3,4]. В 2009 году была выведена на орбиту самая мощная на сегодняшний день солнечная лаборатория – SDO, включающая многоканальный телескоп AIA [5].

Принципиальное различие между двумя этими подходами заключается в том, что в спектрогелиометры строят изображения полного диска Солнца в

монохроматических линиях, и, таким образом, предоставляют максимально «чистые» данные для последующей обработки. В то же время, из-за высокой плотности линий в диапазоне 170-350Å эти изображения или переналожены, или имеют низкое пространственное разрешение в направлении дисперсии, что ограничивает возможности по исследованию компактных вспышечных процессов. Другим ограничением является низкое временное разрешение в следствии невысокой эффективности дисперсионных элементов.

Телескопы лишены этих двух недостатков, однако имеют значительный спектральный диапазон регистрации и изображение в них формируется большим числом спектральных линий, излучаемых плазмой в различных физических условиях. Этот факт сильно усложняет интерпретацию телескопических данных и снижает достоверность получаемых результатов.

В последние года появились новые многослойные покрытия для зеркал нормального падения ВУФ диапазона, обладающие одновременно высокой спектральной селективностью и пиковым коэффициентом отражения. Прогресс в покрытиях такого типа открывает новые возможности для реализации метода рентгеновой спектроскопии.

Исследования горячей корональной плазмы

Регистрация горячей плазмы, с температурами более 5МК в ВУФ диапазоне обычно проводится в трех диапазонах спектра – 13.2 нм (линии FeXXII-XXIII), 19.2 нм (FeXXIV) и, в последнее время, 9.4 нм (FeXVI)). Однако, во всех этих диапазонах горячие линии блендированы более холодными интенсивными линиями, отстоящих от горячих в среднем на 0.02 нм.

По этой причине интересным представляется более коротковолновый диапазон, где плотность холодных линий несколько меньше и может быть достигнуто более высокая спектральная селективность покрытий (рис. 1) [6-9].

В диапазоне 3-6 нм в спектре Солнца есть сильные спектральные линии, часть из которых формируется при высоких температурах. Поэтому есть возможность создание телескопа, который сможет строить монохроматические изображения горячей плазмы на Солнце (рис. 2).

Для этой цели наилучшим образом подходят линии Fe XVI 50.3, 51.0 и 54.7 Å. В их окрестности нет холодных линий, и поэтому на изображениях будет сигнал только от горячей плазмы.

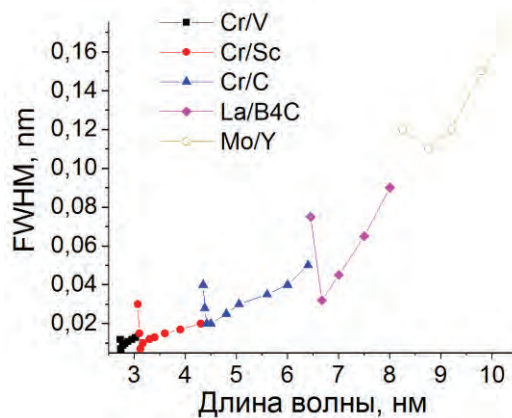


Рис. 1. Спектральная селективность покрытий многослойных зеркал нормального падения в коротковолновой области спектра

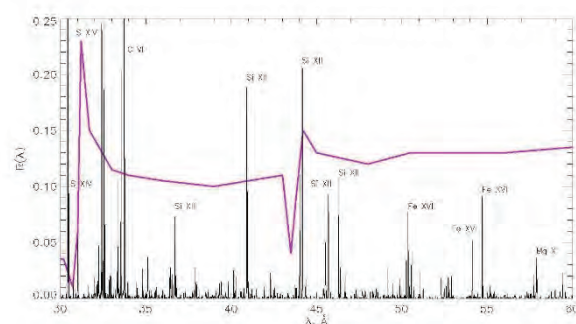


Рис. 2. Спектр Солнца в диапазоне 3-7 нм и пиковый коэффициент отражения современных покрытий многослойных зеркал нормального падения в коротковолновой области спектра

Регистрация корональной плазмы

Корональная плазма является наиболее популярным и информативным объектом солнечных исследований. Это связано с тем, что в невозмущенной короне преобладает плазма с температурами 0.7-1.2 МК. Она наиболее обильна в короне, и наблюдается практически с начала космических исследований Солнца.

Особое значение имеют изображения, полученные в линиях FeXI-XII. Эти линии формируются при температуре около 0.7 МК, что близко к средней температуре короны. На изображениях короны, полученных в линиях FeXI-XII, видны отдельные корональные петли. Изображения FeXI-XII дают

косвенную информацию о магнитных структурах на Солнце и их динамике.

Поскольку линии FeXI-XII являются одними из сильнейших в спектре Солнца, то их интенсивности излучения достаточно, чтобы наблюдать корону на больших высотах. С небольшими изменениями, телескопы, регистрирующие линии FeXI-XII, можно использовать для наблюдения дальней короны. Это важно для исследования корональных выбросов массы.

В то же время, сейчас возникли новые задачи, связанные с тонкой диагностикой плазмы, связанные с изучением трансформации энергии в мелкомасштабных процессах в короне. Необходимость получения изображений с высоким пространственным и временным разрешением практически не позволяет использовать спектрогелиометры.

Наиболее перспективной для создания монохроматического телескопа является линия FeXI 17.1 нм. Этот выбор обусловлен двумя причинами: FeXI 17.1нм является одной из самых интенсивных и хорошо изученных корональных линий [10], и этот диапазон очень перспективен с точки зрения монохроматизации. Последнее связано с появлением покрытий многослойных зеркал, имеющих спектральный коэффициент отражения с FWHM~ 0.4нм в этой области спектра [11]. И одновременно, близостью этой линии с скачку поглощения алюминия, являющихся основой фильтров в диапазоне выше 17 нм [12]. Смещением спектрального положения максимума отражения покрытия зеркала можно добиться еще большего увеличения спектральной селективности и, таким образом степени монохроматизации

Регистрация холодной плазмы переходного слоя.

Переходный слой солнечной короны располагается непосредственно над видимой невооруженным глазом фотосферой Солнца. Он крайне важен для изучения, так как именно в нем происходит разогрев плазмы и формирование многих выбросов корональной массы.

Наблюдения корональной плазмы традиционно проводятся в линии HeII 30.4нм, имеющей температуру 50-100 тыс. К. С одной стороны, эта линия является наиболее интенсивной в ВУФ диапазоне спектра, с другой она блендирована близкорасположенной корональной линией SiXI, отстоящей

всего на 0.02 нм а так же рядом более горячих и интенсивных линий ионов Fe на длинах волн 28.5 и 33.5 нм. Поэтому в первую очередь встает вопрос о фильтрации именно этих линий. Это может быть осуществлено с применением новых типов покрытий зеркал на основе Be/Mg, имеющих FWHM~ 1.6нм на длине волны 30.4 нм [13].

Другой перспективной линией для наблюдения холодной плазмы является линия HeI 58.4нм. Эта линия возбуждается при температуре 10 тыс. К и соответствует нижней части переходного слоя. Наблюдения в этой линии проводились лишь в одном эксперименте со спектрогелиографом в середине 70-х годов прошлого века [1]. Тем не менее, комбинированные наблюдения одновременно в линиях ионов HeI и HeII крайне важны, т.к. позволят детально исследовать процессы, происходящие при разогреве плазмы от фотосферных до корональных температур. Основная проблема, по которой наблюдения в этом диапазоне не проводились практически 40 лет, связана с отсутствием как зеркал нормального падения, так и фильтров на этот диапазон спектра. Однако в ходе подготовки эксперимента «Кортес» для Международной космической станции [14] в ИФМ РАН были созданы новые типы многослойных покрытий зеркал и фильтры на этот диапазон спектра.

Покрытия зеркал на основе структур Mo/Mg имеют спектральную ширину $\Delta\lambda \approx 5.5-6$ нм при коэффициенте отражения $R \sim 30\%$ [15]. В качестве фильтров предполагается использование многослойных структур Al/Sc [12], эффективно подавляющая второй порядок отражения многослойного зеркала с линией 30.4 нм. Такая комбинация зеркала и фильтра позволяет получить квазимонохроматичное изображение плазмы нижней области переходного слоя.

Заключение

Прогресс, достигнутый в развитии многослойных структур отражающих покрытий и пропускающих фильтров, позволяет с помощью сравнительно простых инструментов – одно- или двухзеркальных телескопов нормального падения, реализовать метод изображающей спектроскопии полного диска Солнца. Один из первых экспериментов с помощью этого метода будет реализован в ходе эксперимента «Кортес» на МКС, начало которого запланировано на 2024 г.

Литература

1. D. L. Garrett, R. Tousey // *Applied Optics*, V. 16, 898 (1977).
2. S. V. Kuzin, I. A. Zhitnik, A. A. Pertsov *et al.* // *The Journal of X-Ray Science and Technology*, V. 7, 233 (1997)
3. J. -P. Delaboudinière, G. E. Artzner, J. Brunaud *et al.* // *Solar Physics*, V. 162, 291 (1996)
4. I. Zhitnik, S. Kuzin, A. Afanas'ev *et al.* // *Advances in Space Research*, V. 32, 473 (2003)
5. A. M. Title // *Bulletin of the American Astronomical Society*, V. 41, 871 (2010)
6. Andreev S.S., Bibishkin M.S., Chkhalo N.I., *et al.* // *Journal of Synchrotron Radiation*, V. 10, 358 (2003)
7. A. D. Akhsakhalyan, E. B. Kluev, A. Ya. Lopatin, *et al.* // *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, V. 11, 1 (2017)
8. M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, *et al.* // *Physics-Uspekhi*, V. 55, 681 (2012)
9. N.I. Chkhalo, S. Künstner, V.N. Polkovnikov, *et al.* // *Appl. Phys. Lett*, V.102, 11 (2013)
10. С.В. Кузин, С.А. Богачев, И.А. Житник *и др.* // *Известия РАН. Серия Физическая*, Т. 74, 39 (2010)
11. Nikolay Chkhalo, Alexey Lopatin, Andrey Nechay *et al.* // *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, V. 19, 1 (2019)
12. N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, E. B. Kluev *et al.* // *Applied Optics*, V.55, 4683 (2016)
13. V. Polkovnikov, N. Chkhalo, R. Pleshkov *et al.* // *Optics Letters*, V. 44, 263 (2019)
14. Sergey V. Shestov; Artem S. Ulyanov; Eugene A. Vishnyakov, *et al.* // *Space telescopes and instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma ray*, DOI: 10.1117/12.2055946 (2014)
15. S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin *et al.* // *Applied Optics*, V.55, 2126 (2016)

Выравнивание тока эмиссии по длине автоэмиссионного лезвийного катода рентгеновской трубки

А.Я. Лопатин*, В.И. Лучин, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

*lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Изучается перспектива выравнивания погонной плотности автоэмиссионного тока по длине лезвийного катода посредством локальной тренировки повышенными токами. Однородная по длине эмиссия необходима, в частности, для наиболее полного использования возможностей катодов такого типа в рентгеновских трубках, применяемых в конструкции спектрометров скользящего падения – там, где требуется источник излучения в виде узкой линии. Показано, что при реализации предложенного подхода, действительно, может наблюдаться значительная регуляризация тока с металлического лезвия: сокращается протяженность участков с низкой эмиссией, формируется однородный по длине характерный микрорельеф. Результаты тестов позволяют рассчитывать на достижение значений плотности тока около 1 мА/мм.

Введение

Эффективность решения задач лабораторной метрологии и диагностики многослойных брэгговских зеркал для мягкого рентгеновского диапазона напрямую зависит от конструктивных и технических особенностей используемого оборудования. Одним из наиболее часто применяемых и хорошо себя зарекомендовавших приборов является решеточный монохроматор скользящего падения с рентгеновской трубкой в качестве источника излучения. Обычно прибор комплектуется трубкой с накальным катодом, однако ее использование трудно назвать оптимальным: при работе на высоких спектральных разрешениях узкая входная щель монохроматора отсекает львиную долю излучения. По этой причине ранее нами уже тестировался прототип трубки с автоэмиссионным лезвийным катодом и пленочным анодом «протрельного» типа [1], показавший пока еще скромные характеристики из-за нерешенности проблемы теплоотвода от тонкопленочного анода. Один из аспектов указанной проблемы – неоднородная плотность автоэмиссионного тока с лезвия, наличие «горячих точек». Решение же проблемы отвода тепла позволило бы не только на порядки увеличить допустимый ток в уже опробованной конструкции рентгеновской трубки, но и разработать конструктивный вариант автоэмиссионной электронной пушки с тонкопленочным управляющим электродом. Этот вариант, на наш взгляд, должен быть свободен от присущего конструктиву с управляющим электродом, выполненным в виде сетки, ограничения на расположение и потенциал анода.

Для улучшения характеристик автоэмиссионных катодов широко применяется процедура формовки, которая заключается в пропускании повышенных токов в системе «катод – анод» за счет установки малого межэлектродного промежутка. Формовка направлена на увеличение количества эмиссионных центров за счет явлений адсорбции, десорбции газов и изменения рельефа микровыступов [2]. Применительно к лезвийным катодам токовая тренировка должна проводиться на каждом элементе длины, поскольку иначе спонтанно возникшие единичные участки с большой плотностью эмиссионного тока оказывают шунтирующее действие на остальные участки лезвия. В настоящей работе приемы выравнивания тока по длине отрабатывались для бритвенных лезвий – они доступны, а их острота в целом отвечает требованиям, предъявляемым к автоэмиссионным катодам.

Эксперимент

Первые опыты по тестированию эффективности автоэлектронной эмиссии с бритвенных лезвий выполнялись на стенде, оснащенный плоским массивным анодом из меди и подвижкой с шаговым двигателем для контролируемого изменения зазора между анодом и лезвием. Величины зазора, необходимые для возникновения в этой системе автоэмиссионного тока при межэлектродном напряжении до 5 кВ, составляют не более двух сотен микрометров. После появления значительного тока (в нашем случае он был аппаратно ограничен на уровне 0.5 мА) происходит формирование эмиссионных центров и ток может сохраняться уже и при

несколько больших зазорах. Однако по виду отпечатка на аноде легко понять, что ток сильно неоднороден, сосредоточен в зонах, общая протяженность которых кратно меньше длины лезвия. Опытным путем было установлено, что значительно увеличить эффективность использования длины лезвия можно путем его предварительной ионной обработки. А в качестве альтернативы также предлагалось проверить возможность «включения» неработающих участков с помощью локального пропуска больших токов. С этой целью стенд был оснащен второй подвижкой с минимальным шагом 0.18 мм (шаг основной подвижки составляет 4 мкм), а также анодом в виде выкройки из 0.5-мм медного листа с заточенной рабочей кромкой. На рис. 1 представлено поведение тока полевой эмиссии при приближении анода к лезвию со стороны больших зазоров в некотором произвольно выбранном положении анода вдоль лезвия.

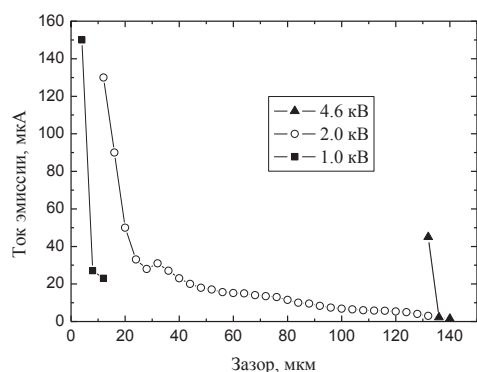


Рис. 1. Характерная зависимость автоэмиссионного тока в произвольной точке лезвия при уменьшении межэлектродного промежутка и ступенчатом снижении напряжения

На вкладке указаны значения напряжений: разность потенциалов между лезвием и анодом ступенчато уменьшалась при сокращении зазора, чтобы избежать перегрузки по току. Многократное применение описанной процедуры для каждой точки лезвия на участке длиной около 6 мм позволило исключить области с нулевой эмиссией; протяженность областей с высокой эмиссией составила более половины длины формируемого участка (рис. 2). Изучение кромки лезвия под микроскопом выявляет четкие визуальные отличия зоны, в которой пропускались токи, от исходной кромки (рис. 3): наблюдается однородное по длине участка развитие микрорельефа с продольным размером ~ 10 мкм и высотой до нескольких микрометров.

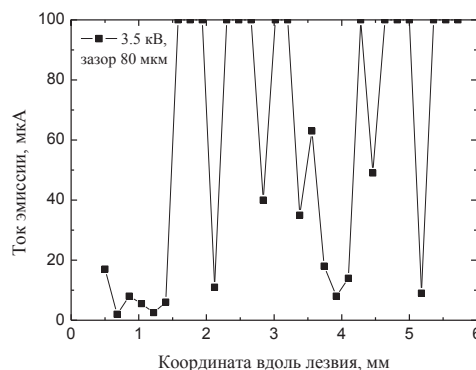
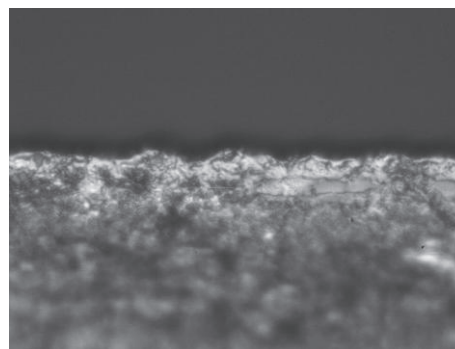


Рис. 2. Распределение тока эмиссии вдоль лезвия на участке, подвергнутом токовой тренировке. Напряжение 3.5 кВ, зазор около 80 мкм. Токи произвольно ограничены уровнем 100 мкА (не проводилось точных измерений в соответствующих точках)



Ри. 3. Микрорельеф кромки после формовки. Размер кадра по горизонтали 140 мкм

Заключение

Текущие результаты позволяют сделать качественный вывод, что равномерность распределения автоэмиссионного тока вдоль лезвия может быть улучшена описанным способом. Легко достижим уровень локального тока 100 мкА, тогда как размер области протекания этого тока, по нашим оценкам, имеет масштаб 100 мкм. Трубка с автоэмиссионным лезвийным катодом предпочтительна для оснащения лабораторного рефлектометра.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00173.

Литература

1. А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А.Е. Пестов и др. // Материалы XXIII симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 1, с. 489-490 (2019).
2. В.И. Шестеркин // Вестник СГТУ, №4 (73), с. 52-56 (2013).

Тестирование характеристик микроскопа на длину волны 13.88 нм

И.В. Малышев*, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, Р.С. Плешков,
В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается аттестация и коррекция aberrаций объектива Шварцшильда для мягкого рентгеновского микроскопа. Измерения на интерферометре с дифракционной волной сравнения и ионно-пучковая коррекция поверхности позволили довести СКО aberrаций объектива до 3.8 нм, что, согласно расчёту, позволяет получить 25 нм разрешение деталей образца на длине волны 13.88 нм. В окрестности этой длины волны приводятся измеренные: спектр лазерно-плазменного источника на основе Ag газовой мишени и коэффициент отражения многослойных Mo/Si зеркал объектива.

Введение

EUV-микроскопия на длину волны 13.5 – 13.8 нм применяется для диагностики масок для нанолитографии [1] и биологических задач: изучения высушенных срезов мозга [2] и простейших водорослей [3]. Достигнутое в этих работах пространственное разрешение составляет ≈ 100 нм. Мы рассматриваем создание EUV-микроскопа как первый этап на пути создания микроскопа на «окно прозрачности воды» ($\lambda = 2.3-4.4$ нм) [4] для изучения живых клеток с возможностью z-томографии [5].

Изучение характеристик микроскопа: aberrаций, спектра источника и коэффициентов отражения зеркал

Принцип работы разрабатываемого микроскопа описан в [4]. Он имеет двухступенчатое сменное увеличение 90 - 920 крат, оно создаётся зеркальным объективом Шварцшильда и цифровым детектором, которые определяют характеристики микроскопа: разрешение, поле зрения, время экспозиции. Поле зрения в зависимости от увеличения составляет от $\approx 10 \times 10$ мкм² до $\approx 100 \times 100$ мкм². Главная же характеристика микроскопа – это разрешение, которое определяется aberrациями оптики.

Измерение aberrаций происходило на интерферометре с дифракционной волной сравнения (ИДВС) по схеме на рис. 1. В плоскость изображения объектива устанавливался волоконный источник сферической волны (ИСВ №1). Его свет ($\lambda = 632.8$ нм) собирался объективом в точку в центре плоскости объектов, в которую устанавливается ИСВ №2, когерентный первому. С помощью линзы на ПЗС камере формировалась интерферограмма, по которой восстанавливались aberrации волнового фронта.

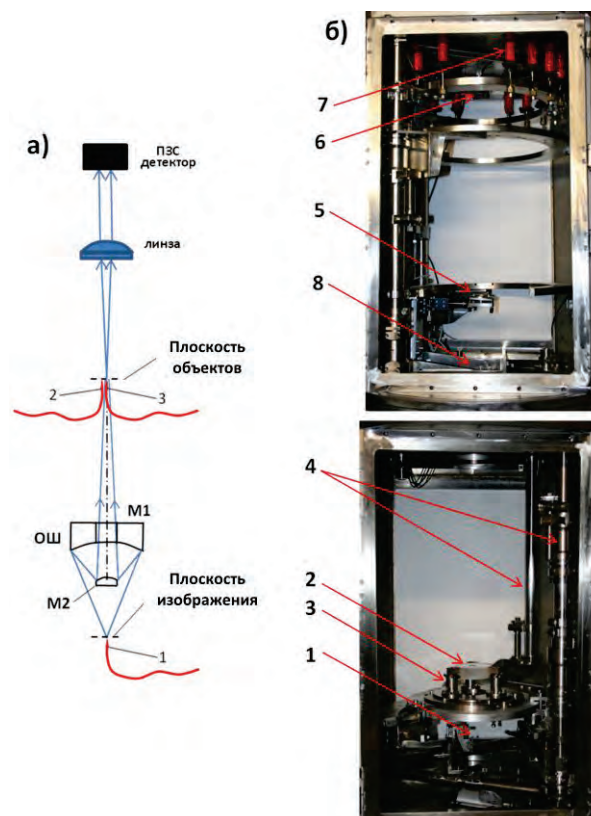


Рис. 1. а) Схема измерений aberrаций объектива Шварцшильда на ИДВС: 1 – заузненный волоконный источник сферической волны (ИСВ №1); 2,3 – сколы оптоволоконка (ИСВ №2 и №3); б) Фотография измерений aberrаций объектива в интерферометре: 1 – ИСВ №1, 2 – асферическое зеркало M1 объектива, 3 – тепловые компенсаторы, 4 – колонны интерферометра на пружинном подвесе, 5 – линза в держателе, 6 – ПЗС камера, 7 – пружинный подвес, 8 – ИСВ №2 и №3 (не видно корпусом)

На первых 10-ти этапах коррекции измерения производилось в амплитудном режиме регистрации интерферограмм. На последующих этапах измерения производилась в фазовом режиме регистрации, в котором за счёт сдвига фазы отражённого от из-

меряемой поверхности волнового фронта реализуется сканирование поверхности во всех её точках, и латеральное разрешение получаемых карт ограничено лишь размером пикселя камеры и составляет ~ 0.1 мм.

Аберрации линзы (рис. 2) измеряли отдельно в режиме, когда ИСВ №1 был отключен, а ИСВ №2 и №3 были включены, и учитывались при измерениях аберраций объектива.

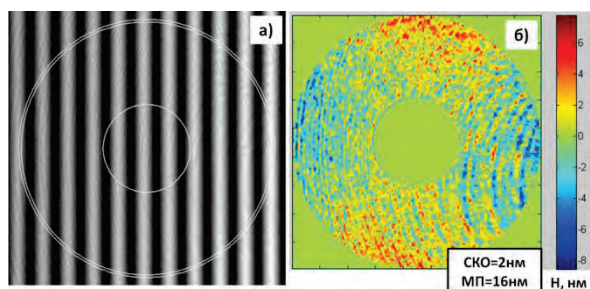


Рис. 2. а) Интерферограмма; б) аберрации линзы

После 19-ти коррекций формы М1, была получена интерферограмма (рис. 3а). Измеренные аберрации объектива составили 3.8 нм по параметру SKO (рис. 3б).

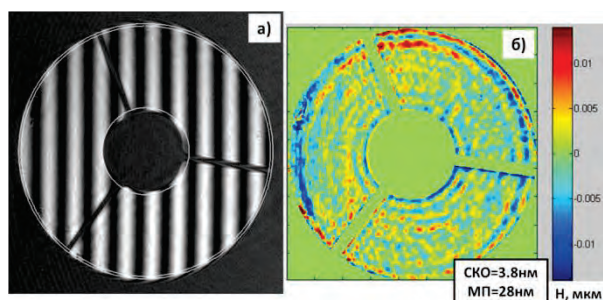


Рис. 3. После 19-ти коррекций М1 и напыления отражающих многослойных покрытий: а) финальная интерферограмма объектива; б) аберрации объектива

Измеренные аберрации, согласно моделированию в программе оптических расчётов Zemax, позволяют получить 25 нм латеральное разрешение на образце (рис. 4).

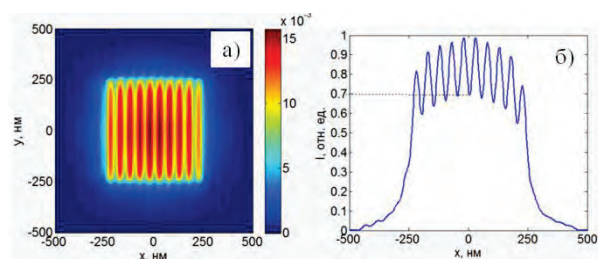


Рис. 4. а) Рассчитанное изображение 25 нм полос с учётом измеренных аберраций и дифракции, $\lambda = 13.88$ нм; в) сечение изображения полос в координате $y = 0$

Также был измерен спектр лазерно-плазменного источника с аргонной газовой мишенью, имеющей яркую линию иона AgVIII на $\lambda = 13.88$ нм (рис. 5). Для генерации плазмы в газе использовался Nd:YAG лазер EKSPLA NL-303HT, $\lambda = 1064$ нм, τ имп. = 6 нс, $\nu = 10$ Гц, E имп. = 800 мДж.

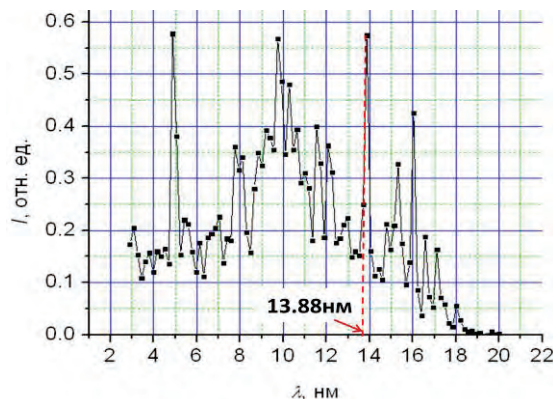


Рис. 5. Спектр лазерно-плазменного источника с Ag газовой мишенью

Коэффициент отражения Mo/Si многослойных зеркал объектива составил 62-65% в окрестности 13.9 нм (рис. 6).

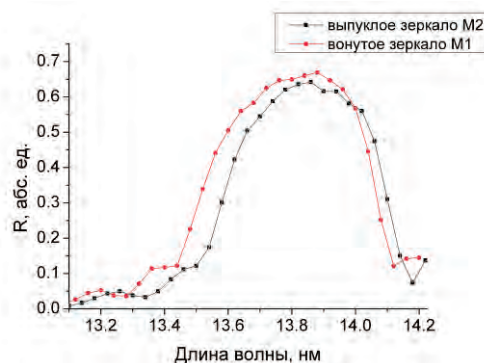


Рис. 6. Измеренный коэффициент отражения Mo/Si зеркал
Работа поддержана грантами РФФИ №18-32-00149 мол_а, № 20-02-00364 А, №19-32-90154.

Литература

1. M. Toyoda, K. Yamasoe, T. Hatano *et al.* // Applied Physics Express, V.5, 112501 (2012).
2. T. Ejima, F. Ishida, H. Murata *et al.* // Opt. Express, V.18. No.7, P.7203-7209 (2010).
3. A. Torrisi, P. Wachulak, L. Wegrzynski *et al.* // Journal of Microscopy, V.00, No.0, P. 1–10 (2016).
4. И.В. Мальшев, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников *et al.* // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №1, с.3–13 (2019).
5. I. V. Malyshev, N.I. Chkhalo // Ultramicroscopy. V.202, P.76-86 (2019).

Трековая мембрана как фазовый тест-объект для жесткой рентгеновской области спектра

А.В. Митрофанов^{1,*}, А.В. Попов², Д.В. Прокопович²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119313.

² Институт земного магнетизма и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Калужское шоссе, д. 4, г. Москва, г.Троицк, 108840.

* mitrofanovav@lebedev.ru

Рассматривается скалярная задача о прохождении плоской волны рентгеновского излучения через однородную полимерную пленку со сквозным отверстием субмикронного радиуса — участка стандартной трековой мембраны с цилиндрическими порами. Методом численного решения параболического уравнения получены пространственные распределения амплитуды поля и возмущения волнового фронта в окрестностях поры и за ее пределами на длине волны 0.154 нм, в зависимости от размеров нанотверстия и толщины пленки. Показано, что трековая мембрана, а также её неорганическая реплика могут служить тест-объектом для изучения характеристик фазово-контрастного рентгеновского микроскопа.

Введение

Начиная примерно с 1995 года, в различных научных центрах стала эффективно развиваться концепция фазовой рентгеновской микроскопии, предназначенной для исследования структуры объектов в жесткой рентгеновской области [1-4]. Для легких материалов, и прежде всего биологических объектов, фазовые наблюдения образцов под рентгеновским пучком имеют ряд кардинальных преимуществ по сравнению с обычными методиками исследований, где используется амплитудный контраст (по поглощению). С годами работы в этом направлении не останавливались, совершенствовалась аппаратура, рентгеновская оптика, источники излучения, схемы конверсии фазового контраста в амплитудный, методы детектирования изображения, а главное улучшалось пространственное разрешение микроскопов [4]. В настоящее время на источнике PETRA III (DESY) в режиме фазового контраста для квантов с энергией около 12 кэВ получены микроскопические изображения структуры протеиновых кристаллов с субмикронным разрешением при умеренной радиационной нагрузке на образцы [5]. На этапе наладки оптических схем микроскопов в качестве пробного образца используются разные простейшие или более сложные тестовые объекты для контроля характеристик прибора, профиля пучка и т.д. Это могут быть тонкие нити или проволоки, мелкоструктурированные объекты из легких материалов или специальные высокочастотные пространственные структуры на просвет, как, например, звезда Сименса [5]. Мы будем рассматривать оптическую схему без дополнительной оптики для формирования опорного пучка. Эта геометрия близка к той, которая реали-

зуется для фазового контрастного рентгеновского микроскопа в схеме, называемой «propagation-based imaging» (PBI), или «in-line holography», или «phase-contrast radiography» [4].

Образцы

В данной работе предлагается в качестве тестовых объектов для фазово-контрастной микроскопии использовать хорошо известные трековые мембраны и структуры на их основе (реплики). Обычно это полимерные мембраны с толщинами от нескольких мкм до десятков мкм и со сквозными идентичными порами с диаметрами микронного или субмикронного размера, вплоть до диапазона 20-50 нм. Мембраны могут быть изготовлены с произвольной заданной плотностью пор N , от единичных каналов на образце до предельных значений порядка 10^{-10} см⁻². Эти объекты прозрачны для излучения с длиной волны порядка 0.1 нм, а сквозные поры в мембранах хорошо контрастируются фазовыми методами наблюдений.

Численное моделирование и результаты вычислений

Целью работы было исследовать, как ведут себя амплитуда и фазовый сдвиг плоской монохроматической рентгеновской волны, падающей нормально на пленку из полиэтилентерифталата (ПЭТФ) и распространяющейся в окрестностях одиночной цилиндрической сквозной поры в пленке, ориентированной перпендикулярно её поверхности. Основным вопросом было определить, сколь малым может быть наблюдаемый фазовый диаметр поры на ее выходе (размеры возмущения волнового

фронта). От этой величины зависит предельное пространственное разрешение, доступное для выбранного тест-объекта в экспериментах с изображением объектов в режиме фазового контраста. Расчеты полей проводились методом параболического уравнения, разработанным ранее для решения задач рентгеновской оптики [6,7] с использованием табличных значений оптических постоянных материала мембран на длине волны K_α меди (0.154 нм). Численные эксперименты позволили определить предельные возможности трековых мембран со сквозными нанопорами, применяемыми в качестве тестовых элементарных структур в рентгеновской фазовой контрастной микроскопии. Для образцов с толщинами L , равными 5, 10 и 22.5 мкм и разными диаметрами пор D на рис.1 сведены в одну кривую результаты вычислений фазового диаметра поры вблизи её торца (на выходной поверхности мембраны). Измерения проводились на полувысоте пика возмущения волнового фронта, вызванного нано- или микроотверстием в сплошной пленке. Данные представлены как функция безразмерного волнового параметра $\lambda L/D^2$ (величины, обратной числу Френеля, определенного для одиночной поры). Эти расчеты показывают, что с уменьшением диаметра крупной поры ее фазовый размер (поперечный размер возмущения волнового фронта) равен строго диаметру поры, пока обратное число Френеля для поры не превышает 1. При дальнейшем уменьшении наблюдаемый фазовый диаметр на выходе поры не зависит от D и с изменением толщины мембраны пропорционален $L^{1/2}$, как и должно быть при плавной диффузии поля, распространяющегося вдоль оси поры.

В работе рассмотрены также вопросы усиления амплитуды поля в окрестностях поры и за её пределами, конверсии фазового контраста в амплитудный. Вычислена зависимость фазовой скорости рентгеновской волны внутри канала поры от его диаметра (при малых D). Отмечены свойства тре-

ковых мембран с высокой плотностью нанопор выполнять роль диффузного транспаранта для жесткого рентгеновского пучка.

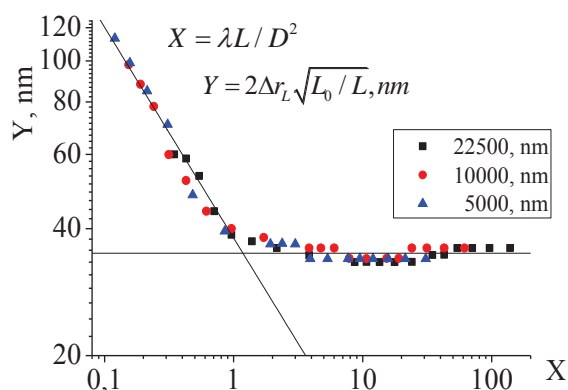


Рис. 1. Зависимость фазового диаметра поры на её выходе от обратного числа Френеля для трех образцов разной толщины (5, 10 и 22.5 мкм), $L_0=10$ мкм

Литература

1. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn *et al.* // Review Scientific Instruments, V.66, 5486 (1995).
2. T.J. Davis, D. Gao, T.E. Gureyev *et al.* // Nature, V.373, 595 (1995).
3. V.N. Ingal, E.A. Beliaevskaya // Journal of Physics D: Applied Physics, V.28, 2314 (1995).
4. https://en.wikipedia.org/wiki/Phase-contrast_X-ray_imaging
5. M. Polikarpov, G. Bourenkov, I. Snigireva, *et al.* // Acta Cryst., V. D75, 947 (2019).
6. Yu.V. Kopylov, A.V. Popov, A.V. Vinogradov // Optics Communications, V.118, 619 (1995).
7. A.V. Popov, A.V. Vinogradov, Yu.V. Kopylov, A.N. Kurokhtin. Numerical simulation of X-ray diffractive optics. A&B Publishing House, M., 1999.

Источник с высокой плотностью тока ионов для задач глубокой коррекции формы рентгенооптических элементов

**М.С. Михайленко^{1,*}, Л.А. Гончаров², А.Е. Пестов¹, А.К. Чернышев¹,
Н.И. Чхало¹, И.Г. Забродин¹, И.А. Каськов¹**

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² НТК «Платар», б-р Яна Райниса, д. 43, к. 1, пом. 2 Москва, 125993

*mikhaylenko@ipm.sci-nnov.ru

В работе описывается малоразмерный источник ускоренных ионов, разработанный на базе технологического источника КЛАН-10М. Получены рекордные значения плотности ионного тока ($j \approx 95 \text{ mA/cm}^2$), что позволило применить данный источник для задач глубокой коррекции формы рентгенооптических элементов. Главной особенностью данного источника является получение малых пятен пучка (FWHM~1.5 мм) с гауссовым распределением ионного тока вдоль выходной апертуры без использования малоразмерных диафрагм.

Введение

В настоящее время активно развивается изображающая оптика коротковолнового излучения. Такие направления как: нанолитография экстремального ультрафиолета (ЭУФ), микроскопия мягкого рентгеновского (МР) излучения и космическая астрономия, в качестве оптических элементов используют многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) нормального падения. Для получения качественных оптических элементов помимо самой структуры МРЗ важно и качество (форма и шероховатость поверхности) подложки, на которую эту структуру наносят). Использование технологии ионно-пучкового травления позволяет проводить прецизионную коррекцию ошибок формы с атомарной точностью. Для реализации такого подхода необходим источник ускоренных ионов с устойчивым газовым разрядом, малым размером пятна и большой плотностью ионного тока [1].

КЛАН-10М

Рассматриваемый источник является источником типа Кауфмана с холодным катодом. В рамках работы была разработана двухэлектродная фокусирующая ионно-оптическая система (ИОС), которая позволяет собрать пучок ионов на расстоянии, определяющимся радиусом кривизны электродов (в данном случае $F = 20 \text{ мм}$). Процесс фокусировки заключается в геометрическом развороте осей элементарных пучков (из каждого отверстия ИОС) по направлению к оси источника ионов, за счет чего уменьшается общая расходимость пучка (но на

близких к источнику расстояниях) и возрастает плотность ионного тока в приосевой области пучка (тоже на расстояниях меньших или порядка фокусного). Однако, существуют ограничения на предел сжатия из-за конкурирующих процессов, связанных с кулоновским отталкиванием одноименно заряженных ионов в пучке и электрическим полем от электродов ИОС. Схема ионно-оптической системы приведена на рисунке 1.

Нейтрализатор

Для работы с диэлектрическими материалами было предложено установить на выходе источника дополнительный эмиттер электронов, т.н. нейтрализатор, в качестве которого выбран термо-катод кольцеобразной формы из WThO_2 .

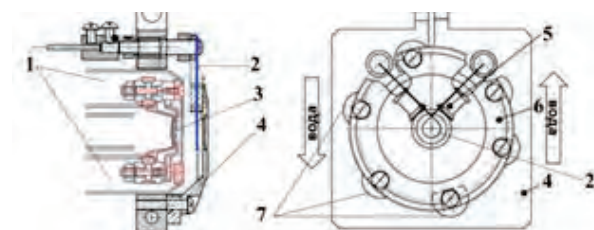


Рис.1. Схема крепления водо-охлаждаемого кожуха (1-Ионный источник; 2-Нить накала катода нейтрализатора; 3-фокусирующая ионно-оптическая система; 4-водоохлаждаемый кожух (нержав. сталь); 5-керамические изоляторы; 6- молибденовый экран; 7-медные проставки.

С целью избежать проблем с перегревом образца и защиты его от продуктов эрозии катода-нейтрализатора был сконструирован водоохлаждаемый кожух с экраном (диаметр кольца термо-

катода превышает диаметр выходного отверстия диафрагмы) как показано на рисунке 1.

Результаты и обсуждение

Используя цилиндр Фарадея с входной щелью диаметром 1 мм, была получена зависимость полуширины (FWHM) пучка от расстояния при различных значениях энергии и токов ионов (рис. 2).

Фокусирующая ионно-оптическая система позволяет изменять размер пятна в зависимости от расстояния и значения ускоряющего напряжения в широких пределах пространственных частот. Как можно видеть на расстоянии 6-15 мм от выходной апертуры диаметр ионного пучка остается практически неизменным, а далее из-за пространственного заряда происходит быстрая расфокусировка. Из рисунка 2а видно, при энергиях ионов 1200 эВ и

значении тока ионов 1,7 мА, диапазон изменений размера пятна на полувысоте на расстояниях от 6 до 15 мм лежит в пределах от 1,51 мм до 2,09 мм. Такие параметры источника также соответствуют и максимальному значению плотности тока, равному $94,9 \text{ mA/cm}^2$. Скорость травления аморфного кремния ионами аргона с энергией 1200 эВ составила $1094,6 \text{ nm/min}$.

Таким образом, максимальная пространственная частота доступная для обработки описанным источником ускоренных ионов, в соответствие с разработанным алгоритмом для коррекции локальных ошибок формы поверхности [2] будет $6,6 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^{-1}$. В связи с малым фокусным расстоянием были проведены температурные испытания, которые показали что с использованием, предложенного охлаждаемого кожуха, максимальный нагрев образца составил $50 \text{ }^\circ\text{C}$.

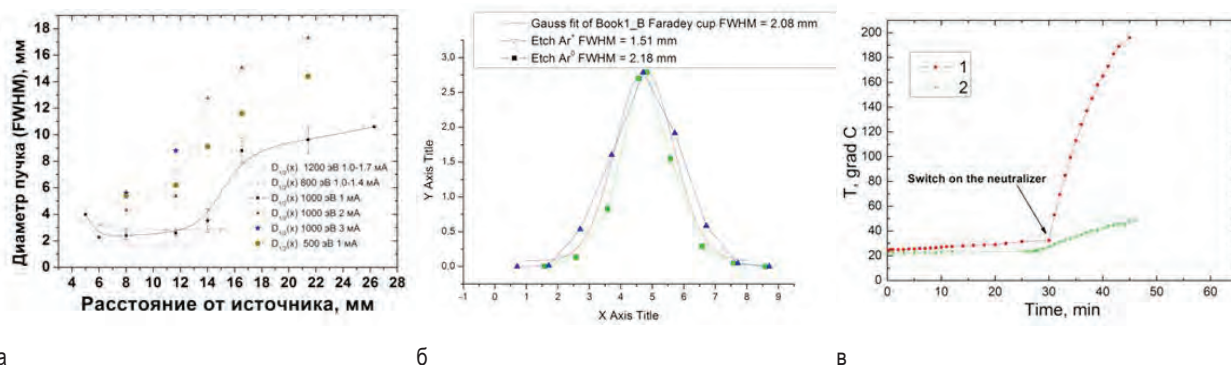


Рис. 2. а) Зависимость полуширины пятна от расстояния до источника при различных значениях энергии и токов ионов; б) Профили пучков, полученные цилиндром Фарадея (диаметр отверстия 1 мм) и на широкопольном интерференционном микроскопе белого света Zygo New View 7300; в) Температурные испытания (1 – без охлаждаемого кожуха; 2 – с использованием охлаждаемого кожуха из Мо и медными проставками)

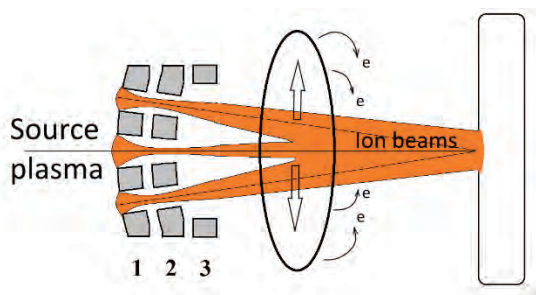


Рис. 3. Иллюстрация выхода пучков ионов из фокусирующей ионно-оптической системы сквозь кольцевой термокатод нейтрализатора. 1 – Эмиссионный электрод; 2 – Ускоряющий электрод; 3 – Тормозящий электрод, под потенциалом земли

На рисунке 2б изображены сечения пятен пучка, где Ar^+ означает поток ионов, а Ar^0 поток, где скомпенсирован пространственный положительный за-

ряд пучка. Обнаружен эффект уширения пятна пучка на 30% при включении кольцевого термокатода нейтрализатора.

Таким образом, при работе с диэлектрическими материалами максимальная пространственная частота, доступная для обработки принимает значение $4,6 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-07-00633, №18-32-00149 мол_а, №20-02-00364 А.

Литература

1. W. Liao et al. // Appl. Opt. 53 (19), 4266 (2014).
2. N.I. Chkhalo and et al. // Precision Engineering, v.48, pp.338–346 (2017).

Спектральные исследования танталатов висмута, допированных атомами 3d-металлов

С.В. Некипелов^{1,2*}, Н.А. Жук², А.Е. Мингалев^{1,3}, О.В. Петрова¹, Д.В. Богачук¹, Р.Н. Скандаков¹, Д.В. Сивков^{1,3}, В.Н. Сивков¹

¹Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, Россия, 167000.

³Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034.

* NekipelovSV@mail.ru

Методами NEXAFS–спектроскопии были исследованы термостабильные твердые растворы танталатов висмута, допированных атомами марганца, железа и хрома. Было показано, что марганец в указанных в указанных соединениях присутствует в основном в степени окисления +2, а железо и хром в степени +3

Введение

Допированные танталаты висмута в зависимости от природы допанта и типа кристаллической структуры, характеризуются широкой вариативностью электрофизических свойств и возможностей практического использования в качестве диэлектриков, смешанных и ионных проводников, катализаторов для окислительных процессов. В частности танталатные фотокатализаторы с перовскитоподобной структурой привлекают значительное внимание благодаря их высокой фотокаталитической активности для удаления органических загрязнителей из сточных вод при облучении УФ-излучением. При этом допирование танталатов висмута атомами различных металлов может приводить к существенному изменению как электрофизических, так и фотокаталитических свойств, которые к тому же могут зависеть как от сорта допируемых атомов, так и от степени допирования. Однако, при этом остается открытым вопрос о том, в какую позицию в кристаллической решетке внедряются допируемые атомы, и какова степень их окисления (зарядовое состояние).

Результаты и обсуждение

Нами выполнено исследование широкого класса танталатов висмута, допированных атомами марганца, железа и хрома, синтезированных по керамической методике и стабильных при высокой температуре $\text{BiTa}_{1-x}\text{M}_x\text{O}_4$ ($\text{M}=\text{Mn}, \text{Cr}, \text{Fe}$). Кристаллическая структура танталатов висмута существенным образом зависит от мольного соотношения атомов висмута/тантала. Танталаты висмута кристалли-

зуются в широком спектре структурных типов, таких как фазы Ауривиллиуса, пироклоры, флюоритоподобные структуры. В частности, для соединений ортониобата висмута BiTaO_4 существует две структурные модификации: низкотемпературная ($\alpha\text{-BiTaO}_4$) и высокотемпературная ($\beta\text{-BiTaO}_4$), первая орторомбической сингонии, вторая – триклинной [1]. Кристаллические структуры двух полиморфных форм BiTaO_4 подобны в том, что обе состоят из складчатых слоев, образованных октаэдрами TaO_6 путем обобщения четырех вершин, а атомы висмута располагаются между слоями. Допирование танталатов висмута атомами 3d-металлов может приводить к изменению стехиометрического состава соединений, что, в свою очередь, может проявляться в изменении как параметров кристаллической решетки, так и ее типа.

Для определения зарядового состояния допированных атомов 3d-металлов в синтезированных образцах были проведены спектральные рентгеноабсорбционные (NEXAFS) исследования. Образцы были исследованы методами NEXAFS-спектроскопии с использованием синхротронного излучения накопителя BESSY II (Берлин, Германия). NEXAFS-спектры были получены методом регистрации полного электронного выхода (Total electron yield, TEY). На рис.1 представлены спектры железа для образцов при различной температуре спекания (температура в градусах Цельсия указана в скобках). Образцы, полученные при температуре 940°C соответствуют орторомбической модификации, а приготовленные при температуре 1100°C – триклинной. Сравнение синтезированных

образцов со спектрами окислов железа указывает на то, что атомы железа представлены в данных твердых растворах в оксидном зарядовом состоянии Fe^{3+} для обоих помифорфных состояний. Необходимо заметить, что атомы железа в Fe_2O_3 имеют октаэдрическое окружение из атомов кислорода, как и атомы тантала в $BiTaO_4$ в обоих модификациях, что позволяет предположить что атомы железа при допировании внедряются в позиции тантала..

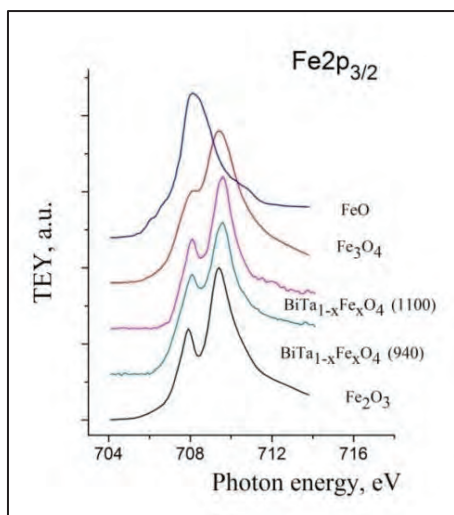


Рис. 1. NEXAFS Fe2p-спектров танталатов висмута $BiTaO_4$, допированных железом

При сравнении спектров танталатов со спектрами также полученных нами оксидов марганца (рис.2) видно, что спектры керамики можно рассматривать как некую суперпозицию спектров MnO и Mn_2O_3 или двух и трехвалентных атомов. Необходимо заметить, что атомы марганца в MnO и Mn_2O_3 имеют октаэдрическое окружение из атомов кислорода, как и атомы тантала в $BiTaO_4$, что позволяет предположить что атомы марганца при допировании также как и атомы железа внедряются в позиции тантала.

При рассмотрении спектров хрома (рис.3) можно отметить, что в обоих соединениях танталатов висмута спектры одинаковы и в основном совпадают со спектром Cr_2O_3 . как по энергетическому положению основных полос (A – D), так и по их относительной интенсивности. Но при этом в их спектрах наблюдается дополнительный пик E (580,4 эВ), который отсутствует в спектрах Cr_2O_3 , но его энергетическое положение хорошо коррелирует с положением соответствующего интенсивного пика в спектре CrO_3 . В Cr_2O_3 (структура корунда) атомы

хрома имеют октаэдрическое окружение из атомов кислорода, а в CrO_3 и CrO_2 – тетраэдрическое. Это позволяет предположить, что атомы хрома могут находиться в разных позициях: основная часть их скорее всего идет в позицию тантала и имеет валентность 3, а часть находится в ином окружении и находится в зарядовом состоянии +6 и возможно внедряется в позицию висмута

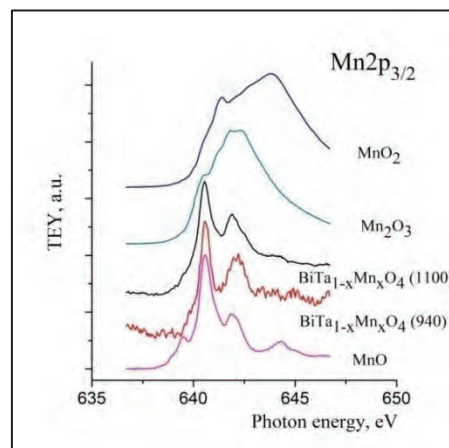


Рис. 2. NEXAFS Mn2p-спектров танталатов висмута $BiTaO_4$, допированных марганцем

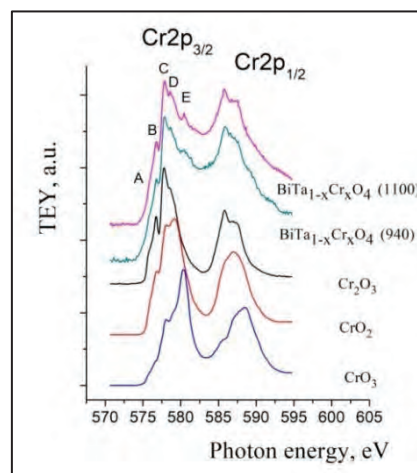


Рис. 3. NEXAFS Cr2p-спектров танталатов висмута $BiTaO_4$, допированных хромом

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60018 и №19-32-50062, двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY II.

Литература

1. B. Muktha, J. Darriet, G. Madras, T.N. Guru Row // J. Sol. St. Chem, V.179, 3919 (2006).

Узкополосные многослойные зеркала для спектрального диапазона 17–45 нм

Р.С. Плешков*, С.А. Гарахин, В.Н. Полковников, М.В. Свечников, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087

*pleshkov@ipmras.ru

В рамках данного доклада мы представляем результаты работы по созданию Be-содержащих многослойных зеркал (Be/Si/Al, Be/Mg/Al_{cap}) для диапазона длин волн 17 – 45 нм. Особое внимание уделено изучению влияния аморфизирующих промежуточных слоев и защитного покрытия на отражательные характеристики и их временной стабильности.

Введение

Развитие работ в области исследований лабораторной и солнечной плазмы приводит к значительному повышению требований к отражательным характеристикам многослойных зеркал МЗ. Для повышения временного разрешения должны расти пиковые значения коэффициентов отражения. Улучшение спектрального разрешения телескопов и спектрометров возможно лишь при более высокой величине спектральной селективности зеркал, составляющих оптические схемы приборов.

Сочетание высокой спектральной селективности и высокого пикового коэффициента отражения обеспечивается использованием материалов, имеющих наименьшее поглощение на длинах волн, входящих в данный спектральный диапазон. В данной работе в качестве таких «прозрачных» материалов для диапазона длин волн 17 – 45 нм выступают Be, Al, Mg.

В случае МЗ Be/Al наблюдается сильное отличие между теоретической и экспериментальной отражательными способностями. Введение промежуточного слоя Si толщиной 1 – 2 нм в каждый период способно увеличить пиковый коэффициент отражения в результате сглаживания границ раздела в структуре. Предполагается, что сглаживание границ происходит благодаря аморфизации слоев Al в присутствии Si [1].

В [1] рассматривалась отражательная способность двухкомпонентных МЗ Be/Al и Be/Al с прослойками Si на длине волны 17,14 нм при углах падения близких к нормали. Для исследуемого в данной работе диапазона длин волн период многослойной структуры больше, следовательно, толщины каждого из слоев в периоде больше. Исследование зависимости сглаживающих свойств Si от величины периода многослойного зеркала не проводилось.

Возникает вопрос о предельных толщинах основных материалов в структуре, при которых сглаживание при использовании кремниевых прослоек всё ещё происходит, и последующий материал в периоде не наследует кристаллическую структуру предыдущего.

В данной работе исследуются отражательные способности различных вариаций Be/Al зеркал с прослойками Si на длине волны 26 нм. Исследование в окрестности данной длины волны интересно с точки зрения рентгеновской спектроскопии Li, так как Li K обладает низкой энергией излучения (50-55 эВ), и в данном спектральном диапазоне отсутствуют эффективные дисперсионные элементы для получения спектра с высокой интенсивностью и хорошим спектральным разрешением.

Оба многослойных зеркала Be/Al и Be/Mg интересны и в качестве оптических элементов для отражения излучения в устройствах, используемых в синхротронах. В частности, таким устройством может быть двухзеркальный монохроматор, работающий в широком диапазоне длин волн. Использование одного многослойного зеркала для работы во всём диапазоне невозможно, из-за наличия краев поглощения у материалов. Поэтому рабочий диапазон длин волн такого монохроматора требуется разбить на поддиапазоны, и использовать в каждом из них свою пару материалов, как это сделано в [2].

В рамках работы по созданию комплекта многослойных зеркал для Сибирского Центра синхротронного и терагерцового излучения исследовались Be/Al зеркала для диапазона длин волн 17.25 – 31.05 нм и Be/Mg зеркала для диапазона 31.05 – 44.36 нм.

При работе с Mg-содержащими многослойными зеркалами на первый план выходит проблема временной стабильности отражательных характери-

стик, так как данные структуры подвержены окислению. В качестве средства предотвращения данного негативного эффекта используется нанесение защитного покрытия, в частности Al пленки толщиной около 10 нм, нанесенной на верхний слой в структуре Be/Mg [3].

Многослойные зеркала создавались путем осаждения материалов на сверхгладкие кремниевые подложки методом магнетронного распыления.

Параметры структур определялись методом подгонки кривых отражения излучения с длиной волны 0,154 нм с использованием программы для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting» [4]. Измерения в окрестности длины волны 26 нм проводили на лабораторном рефлектометре.

Результаты

Для изучения возможности уменьшения шероховатости межслоевых границ и повышения отражательной способности была изготовлена серия образцов: Be/Al, Be/Si/Al, и Be/Si/Al/Si. Периоды структур выбраны в соответствии с исследуемым спектральным диапазоном. В таблице 1 приведены данные образцы с Si прослойками на различных границах и без прослойки.

Таблица 1. Основные параметры исследуемых образцов (<d(M)> – средняя толщина пленки материала M: Be, Al, Si, σ – среднеквадратичная шероховатость).

Структура	<d(M)>, нм	σ , нм
Sub/Be/Al	h(Al)=15,7	σ (Al)=2,3
	h(Be)=13,0	σ (Be)=2,3
Sub/Be/Si/Al	h(Al)=14,8	σ (Al)=1,3
	h(Si)=2,0	σ (Si)=0,7
	h(Be)=12,3	σ (Be)=1,0
Sub/Be/Si/Al/Si	h(Si)=2,0	σ (Si)=0,7
	h(Al)=14,6	σ (Al)=0,8
	h(Si)=2,0	σ (Si)=0,7
	h(Be)=10,7	σ (Be)=1,0

При сравнении параметров для всех типов зеркал, видно, что введение прослойки Si при данных толщинах материалов приводит к заметному уменьшению среднеквадратичных шероховатостей (σ) по

сравнению с зеркалами без прослоек. Это говорит о большей резкости межслоевых границ многослойных зеркал, где использовался Si, и у Be/Si/Al/Si эти границы оказываются наиболее резкими.

На рис. 1 приведены экспериментально полученные угловые зависимости коэффициента отражения для образцов с параметрами, соответствующими данным табл. 1.

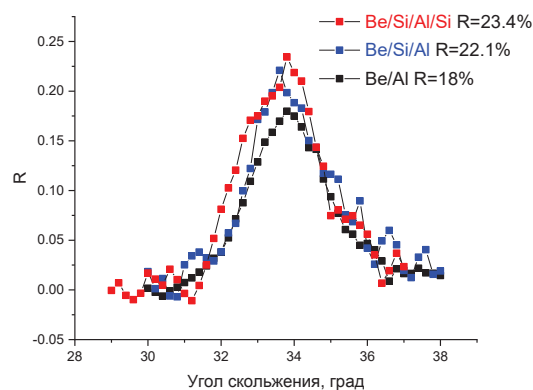


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения зеркал Be/Al, Be/Si/Al и Be/Si/Al/Si, измеренные на длине волны излучения 26 нм

Из рис. 1 видно, что многослойные зеркала Be/Si/Al/Si демонстрируют большую отражательную эффективность. Четырехкомпонентная структура превосходит двухкомпонентную приблизительно на 5,4%.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00588, 19-32-90154.

Литература

1. N. I. Chkhalo, D. E. Pariev, V. N. Polkovnikov et al. // *Thin Solid Films*, 2017, V. 631, 106-111.
2. А. А. Ахсаханян, Ю. А. Вайнер, С. А. Гарахин и др. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2019, № 1, 14–21.
3. V. N. Polkovnikov, N. I. Chkhalo, R. S. Pleshkov // *Optics Letters*. – 2019. - V.44. Iss.2. - P. 263-266.
4. M. Svechnikov // *J. Appl. Crystallogr.* 53(1), 1–9 (2020).

Достижения и направления развития многослойной оптики на основе Cr/Sc

В.Н. Полковников^{1,*}, Ю.А. Вайнер¹, С.А. Гарахин¹, Д.С. Квашенников^{1,2},
И.В. Малышев¹, Н.Н. Салащенко¹, М.В. Свечников¹, Р.М. Смертин¹, Н.И. Чхало¹

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603087.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия.

*polkovnikov@ipmras.ru

В работе проведено исследование многослойных рентгеновских зеркал Cr/Sc для диапазона длин волн 3,12-3,37 нм. Изучено влияние барьерных слоев на оптические и структурные свойства отражающих покрытий Cr/Sc. Для двухкомпонентной структуры экспериментально продемонстрировано достижение пикового значения коэффициента отражения 21% на длине волны 3,12 нм. Показано, что зеркала с барьерными слоями карбида бора обладают меньшим значением величины межслоевой шероховатости.

Введение

Разработка эффективной оптики нормального падения в мягком рентгеновском диапазоне остается довольно сложной задачей. Предложенная более 25 лет назад как наиболее перспективная система для диапазона «водяного окна», многослойная структура Cr/Sc теоретически может обеспечить до 60% пикового отражения при почти нормальном падении вокруг края Sc L_{2,3} при длине волны 3,12 нм [1,2]. Однако достигнутые к настоящему времени значения отражательной способности многослойных Cr/Sc по ряду причин оказались намного ниже прогнозируемых. В частности, наиболее высокое отражение для M3 Cr/Sc продемонстрировано в [3] и составляет 17% на длине волны 3,12 нм.

Помимо проблемы стабильности технологического процесса при нанесении нескольких сотен субнанометровых слоев, наиболее значительные потери отражательной способности обусловлены наличием протяженных границ раздела, возникающих в результате взаимной диффузии материалов.

Для снижения протяженности границ раздела применяют методы управления качеством переходных слоев. К ним относятся: введение барьерных слоев, пассивация газами, ионное ассистирование [4-6]. На сегодняшний день максимальный коэффициент отражения 23% ($\lambda = 3,12$ нм) достигнут сочетанием методик добавления азота к рабочему газу (при распылении хрома) и введения барьерного слоя карбида бора В₄С на поверхность слоя хрома [7].

Мы изучили влияние барьерных слоев на оптические и структурные свойства отражающих покры-

тий Cr/Sc с целью улучшения производительности многослойных зеркал в диапазоне «водяного окна».

Многослойные зеркала, рассматриваемые в данной работе, изготовлены на уникальной установке магнетронного напыления [8].

Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и рефлектометрии в мягкой рентгеновской области спектра.

Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO и на оборудовании Курчатовского синхротронного источника. Измерения в мягкой рентгеновской области спектра проводились на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монокроматором PCM-500 на оптической линии синхротрона BESSY-II.

Результаты

На рис. 1 приведены угловые зависимости коэффициентов отражения M3 Cr/Sc без барьерных слоев, снятые в диапазоне длин волн 3,11-3,15 нм.

В результате моделирования параметры зеркала определены как: средняя толщина слоев скандия dSc = 0,92 нм, средняя толщина слоев хрома dCr = 0,695 нм, протяженность границы Cr-на-Sc 0,41 нм, протяженность границы Sc-на-Cr 0,35 нм. Общее число периодов структуры N = 300.

Коэффициент отражения на длине волны 3,12 нм составил 21%.

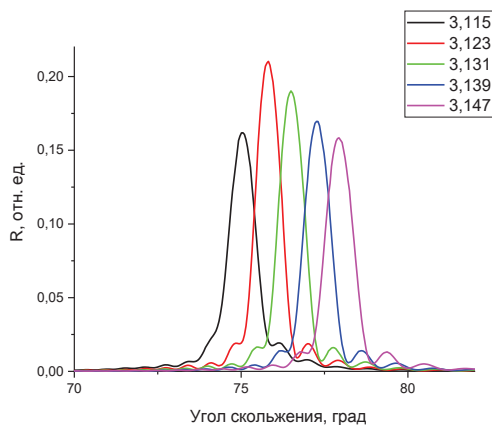


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения МЗ Cr/Sc

Оценка числа эффективно отражающих слоёв составила 297 ($N_{\text{эфф}} = \text{tg}\Theta/\Delta\Theta$, где Θ – угловое положение максимума отражения, $\Delta\Theta$ – ширина пика отражения на половине высоты). Следовательно, при увеличении общего числа периодов в структуре можно ожидать и увеличения коэффициента отражения.

В ходе экспериментов также изучалось влияние барьерных слоев карбида бора на параметры структур. Барьерный слой карбида бора наносился на разные границы структуры. На рис. 2 в логарифмическом масштабе представлен 2-ой брэгговский порядок отражения, измеренный на длине волны 0,154 нм.

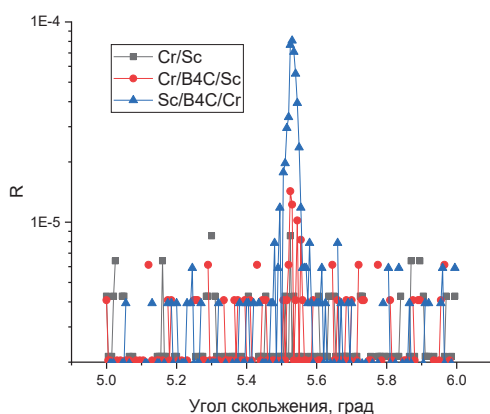


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициентов отражения МЗ Cr/Sc, Cr/B₄C/Sc (барьерный слой на поверхности хрома), Sc/B₄C/Cr (барьерный слой на поверхности скандия). Длина волны 0,154 нм

Можно заметить, что пик, соответствующие зеркалу Sc/B₄C/Cr, существенно превосходит другие пики. Это свидетельствует о том, что шероховатость структуры наименьшая.

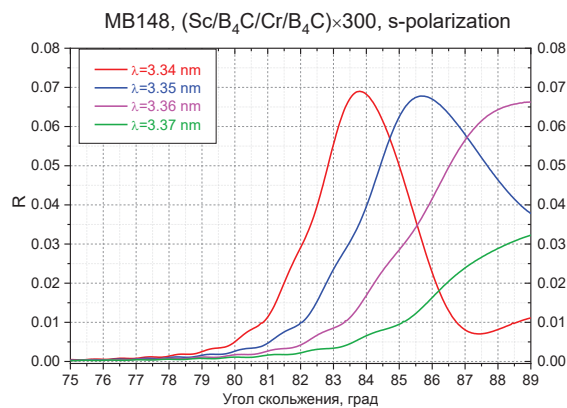


Рис. 3. Угловые зависимости коэффициентов отражения МЗ Sc/B₄C/Cr

На рис.3 представлены угловые зависимости коэффициентов отражения зеркала Sc/B₄C/Cr, снятые в диапазоне длин волн 3,34-3,37 нм. Максимальный коэффициент отражения в этом эксперименте составил 7%. Однако данное зеркало демонстрирует некоторое уширение пика отражения, что говорит о неидеальности периодичности. Расчеты показывают, что в случае оптимального МЗ на длине волны 3,37 нм следует ожидать до 10% отражения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-32-00149 и 20-02-00364.

Литература

1. Шамов Е. А. и др. // Поверхность, 9 60 (1996).
2. Salashchenko N.N, Shamov E.A. // Optics communication 134 1-6 7 (1997).
3. F. Schäfers, S. Yulin, T. Feigl *et al.* // SPIE-Proc. V. 5188, 138-145 (2003).
4. Meiyi Wu; Catherine Burcklen; Jean-Michel André *et al.* // Optical Engineering, 56(11), 117101 (2017).
5. Ghafoor N., Eriksson F., Gullikson E. *et al.* // Appl. Phys. Lett. 92(9), 091913 (2008).
6. N. Ghafoor, F. Eriksson, P.O.Å. Persson *et al.* // Thin Solid Films, (516), 6, 982-990 (2008).
7. Meltchakov E., Burcklen C., De Rossi *et al.* // Physics of X-Ray and Neutron Multilayer Structures, Palaiseau (France) 7-9 Nov, P.25 (2018).
8. И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов и др. // Поверхность, №7, С.37-39 (2013).

Рентгеновская дифракция от многослойных Лауэ линз

В.И. Пунегов *

Физико-математический институт ФИЦ «Коми научный центр УрО РАН», ул. Оплеснина 4, Сыктывкар, 167982.

*vpunegov@dm.komisc.ru

В рамках рекуррентных соотношений разработана теория, описывающая динамическую дифракцию рентгеновских лучей в многослойной Лауэ линзе (МЛЛ). Предложен алгоритм вычислений рентгеновской фокусировки и карт распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Проведено численное моделирование формирования рентгеновских пучков в объеме МЛЛ. Показано, что рассчитанное фокусное расстояние с использованием рекуррентных соотношений существенно отличается от результатов геометрической оптики.

Введение

Многослойные Лауэ линзы (МЛЛ) относятся к новому классу элементов рентгеновской оптики [1], которые имеют большие перспективы для фокусировки жесткого рентгеновского излучения. Как правило, магнетронное напыление используется для изготовления МЛЛ в соответствии с конфигурацией зон Френеля. Несмотря на свое сходство с зонными пластинами Френеля, МЛЛ демонстрируют отличающиеся фокусирующие свойства, однако их изготовление сопряжено с широким спектром проблем. В настоящее время высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия не использовалась для диагностики МЛЛ, поскольку отсутствует теория дифракции на латерально ограниченных многослойных структурах в геометрии Лауэ. Поэтому данная работа посвящена рассмотрению этой задачи.

Теория

Рассмотрим Лауэ дифракцию ограниченного рентгеновского пучка на МЛЛ. Толщины чередующихся слоев Лауэ линзы определяется законом зонной пластины Френеля

$$r_n^2 = n\lambda f + n^2 \lambda^2 / 4,$$

где n – номер слоя, f – фокусное расстояние зонной пластины, λ – длина волны падающего рентгеновского излучения. Ширина n -й зоны определяется как

$$\Delta r_n = (\lambda f / r_n) \sqrt{1 + r_n^2 / f^2}$$

Схема дифракции на МЛЛ показана на рис.1. Следуя описанию динамической дифракции ограниченных рентгеновских пучков [2], получены решения для проходящей T_n^m и дифракционной S_n^m

волны от МЛЛ в рамках рекуррентных соотношений

$$\begin{aligned} T_{n+1}^m &= (t T_n^{m-1} + \bar{r} S_n^{m-1}) \delta \rho_n \\ S_n^m &= (\bar{t} S_{n+1}^{m-1} + r T_{n+1}^{m-1}) \delta \rho_n. \end{aligned} \tag{ф1}$$

Верхний индекс m указывает на координату вдоль оси x , нижний индекс n – на координату вдоль оси z , соответственно. Коэффициент

$$\delta \rho_n = \exp(i 2\pi \Delta d_n \sin \theta_B / \lambda)$$

отвечает за фазовые изменения рентгеновских волн из-за вариации периода d_n Лауэ линзы

$$d_n = 2\Delta r_n = d + \Delta d_n,$$

где d – средний период МЛЛ. Остальные обозначения приведены в [2].

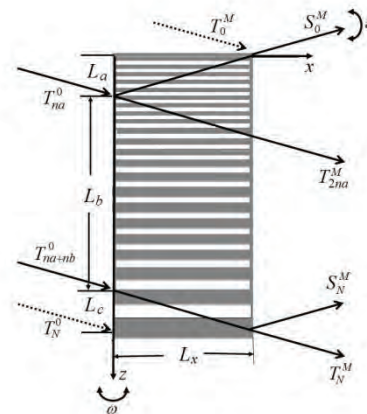


Рис. 1. Схематическое изображение рентгеновской дифракции на многослойной Лауэ линзе. $L_z = L_a + L_b + L_c$ – размер боковой грани МЛЛ, L_x – толщина МЛЛ

Параметры Лауэ линзы

Для численного моделирования использованы структурные параметры изготовленной МЛЛ, состоящей из чередующихся слоев вольфрама (W) и

карбида кремния (SiC) [1]. Общее число слоев Лауэ линзы равно $N_z = 5822$, число слоев, засвеченных рентгеновским пучком, составляло 5000 (2500 периодов). Для рентгеновского излучения с длиной волны 0.062 нм, что соответствует энергии 20 кэВ, выбрано фокусное расстояние $f=1.25$ мм. Толщина первой зоны $\Delta r_1 = 13.9$ нм, последней зоны $\Delta r_{N_z} = 1.8$ нм. В численном моделировании использована максимальная толщина слоя 4.8 нм.

Дифракция и фокусировка

Интенсивность рентгеновских лучей в объеме МЛЛ в направлении дифракции вычисляется с использованием рекуррентных соотношений (ф1). На рис.2а показано распределение этой интенсивности для разных дифракционных порядков. Ширина МЛЛ L_x составляет 7 μm , что соответствует половине длины маятниковых осцилляций. Высота МЛЛ равна 15 μm .

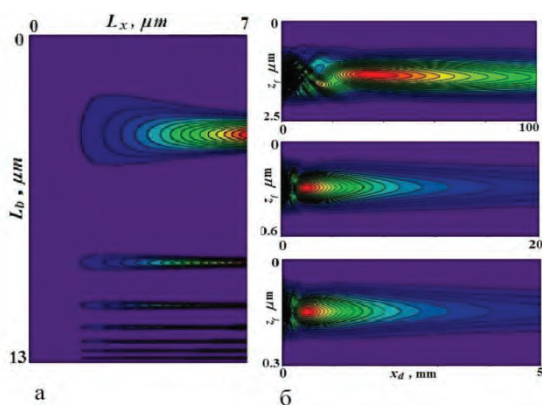


Рис. 2. Распределение дифракционной интенсивности в объеме W/SiC МЛЛ (а) и фокусировка 1,2 и 3 порядка (сверху вниз) (б)

Выходящие из правой грани МЛЛ рентгеновские волны $S^{(s)}(z', z_s)$ распространяется (фокусируются) вне линзы по закону Френеля-Кирхгоффа [3]

$$S^{(d)}(x_d, z_d; z_s) = \gamma_s \int dz' P(x_d, z_d - \gamma_s z') S^{(s)}(z', z_s),$$

где $P(x, z) = (i\lambda x)^{-1/2} \exp(i\pi z^2 / (\lambda x))$ - пропагатор волнового поля. Здесь $S^{(d)}(x_d, z_d; z_s)$ - амплитуда поля в плоскости детектора x_d , $\gamma_s = \cos \theta_B$, θ_B - угол Брэгга.

Рис. 2б демонстрирует фокусировку интенсивности первого, второго и третьего дифракционного порядка. Фокусное расстояние для первого порядка составляет 36 мм, размер фокуса - 570 нм. Второй и

третий дифракционные порядки имеют фокусные расстояния 1.9 мм и 0.5 мм, а размеры фокуса 120 нм и 60 нм, соответственно. Таким образом, фокусные расстояния, рассчитанные с использованием строгой волновой оптики, существенно отличаются от результатов для зонной пластины Френеля.

Трех-осевая дифрактометрия

Система уравнений (ф1) также позволяет рассчитывать распределение интенсивности рассеяния от Лауэ линз в обратном пространстве [4]. В этом случае следует использовать более мягкое рентгеновское излучение. Алгоритм вычислений подробно изложен в [2]. На рис.3 показана карта распределения интенсивности рассеяния (КРИП) от W/SiC МЛЛ с вышеуказанными параметрами. В расчетах использована длина волны рентгеновского излучения 0.3 нм. Поскольку период многослойной структуры существенно изменяется по глубине линзы, на КРИП появляется длинная полоса вдоль q_z направления (рис.3).

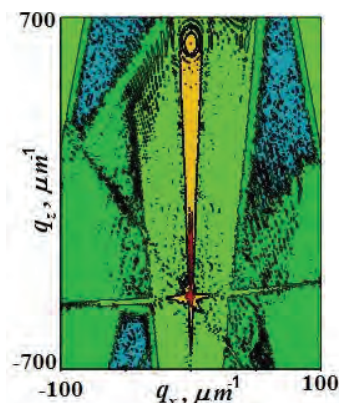


Рис. 3. Карта распределения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей от W/SiC многослойной Лауэ линзы в обратном пространстве

Литература

1. A. Andrejczuk, J. Krzywinski, S. Bajt // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, V. 364, 60 (2015).
2. V.I. Punegov, S.I. Kolosov, K.M. Pavlov // Acta Cryst. A, V. 70, 64 (2014).
3. V.G. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev // Phys. Stat. Sol. (b), V. 222, 407 (2000).
4. V.I. Punegov, K.M. Pavlov, A.V. Karpov *et al.* // J. Appl. Cryst., V. 50, 1256 (2017).

Изучение влияния эффекта кластеризации на эмиссию ЭУФ излучения при возбуждении газовых мишеней лазерным излучением

Н.Н. Салащенко¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов¹, И.В. Малышев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 607680.

В рамках работы исследованы эмиссионные спектры атомарно-кластерных пучков инертных и молекулярных газов в мягком рентгеновском диапазоне. В качестве источника возбуждения использовалось излучение импульсного Nd:YAG лазера с длиной волны 1064нм, длительность импульса 5нс, энергия импульса 0,8Дж. В ходе выполнения работы получены эмиссионные спектры различных газов в диапазоне 3-20нм и изучено влияние кластеризации пучка на интенсивность наблюдаемых эмиссионных линий.

Введение

В настоящее время перспективными источниками излучения в мягком рентгеновском диапазоне являются лазерно-плазменные источники с использованием газовых струй в качестве мишеней. Однако такие мишени обладают сравнительно невысокой плотностью частиц вблизи зоны разряда, что существенно ограничивает интенсивность наблюдаемой эмиссии. Один из способов увеличить плотность мишени – использование эффекта кластеризации сверхзвуковых газовых струй при их истечении в вакуумный объём. Образовавшиеся при этом кластеры имеют более высокую плотность, близкую к твердотельной, а значит более эффективно взаимодействуют с возбуждающим излучением лазера, что позволяет добиться более высокой интенсивности эмиссии.

Экспериментальные результаты

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств атомарно-кластерных пучков, работа которой подробно описана в [1]. Для формирования атомарно-кластерного пучка использовалось сверхзвуковое коническое сопло с критическим сечением диаметром $d = 145\text{мкм}$, полуугол раствора конуса $\alpha = 6^\circ$, длина сопла 5мм.

Для изучения влияния эффекта кластеризации на эмиссию МР излучения производилась съёмка эмиссионных спектров аргона, криптона и углекислоты при комнатной и пониженной температурах. Для каждого случая средний размер кластеров определялся по эмпирическим формулам Хагены [2].

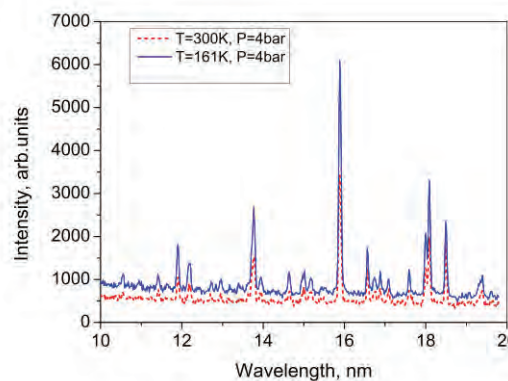


Рис. 1. Сравнение эмиссионных спектров аргона

На рис. 1 изображены эмиссионные спектры аргона в диапазоне длин волн 10-20нм при одинаковом давлении газа на входе в сопло $p=4\text{бар}$ и разных температурах газа. В первом случае газ на входе в сопло был комнатной температуры $T=300\text{K}$ (средний размер кластеров в этом случае $N=1620\text{ ат/кластер}$), а во втором был предварительно охлажден до 161K (средний размер кластеров $N=10200\text{ ат/кластер}$).

Наблюдаемые в данном спектральном диапазоне линии соответствуют ионам Ar-VIII, Ar-IX, Ar-X[3]. В диапазоне 3-10нм в наших экспериментальных условиях эмиссионные линии отсутствуют в обоих случаях. При охлаждении газа на входе в сопло вид спектра не изменяется, однако при этом наблюдается значительный рост интенсивности эмиссионных линий примерно в 1,6 раза. Данный рост связан исключительно с эффектом кластеризации, так как при охлаждении газа увеличение расхода через сопло незначительное.

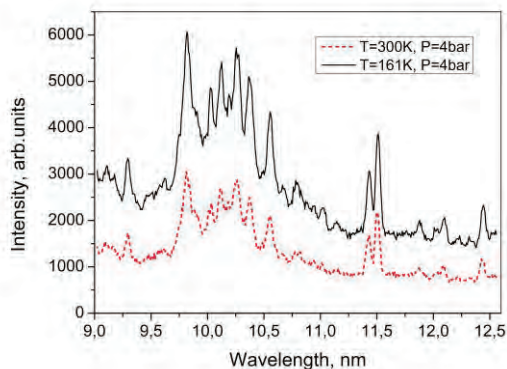


Рис. 2. Сравнение эмиссионных спектров криптона

На рис. 2 изображены эмиссионные спектры криптона в диапазоне длин волн 9-12,5 нм при одинаковом давлении газа на входе в сопло $p=4$ бар и температурах газа на входе в сопло: $T=300$ К (средний размер кластеров в этом случае $N=4460$ ат/кластер), $T=161$ К (средний размер кластеров $N=27800$ ат/кластер). Наблюдаемые в данном диапазоне линии соответствуют ионам Kr-VIII, Kr-IX, Kr-X[3]. При охлаждении газа наблюдается значительный рост интенсивности эмиссии, в 1.6 раза, который связан с кластеризацией пучка-мишени.

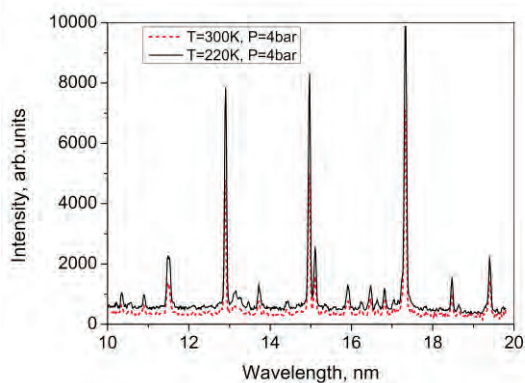


Рис. 3. Сравнение эмиссионных спектров углекислоты

На рис. 3 изображены эмиссионные спектры углекислоты в диапазоне длин волн 10-20 нм при одинаковом давлении газа на входе в сопло $p=4$ бар и температурах газа на входе в сопло: $T=300$ К (сред-

ний размер кластеров в этом случае $N=6800$ ат/кластер), $T=220$ К (средний размер кластеров $N=11800$ ат/кластер). Наблюдаемые в данном диапазоне линии соответствуют ионам O-V и O-VI[3]. Эмиссионных линий, соответствующих ионам углерода в наших экспериментальных условиях не обнаружено. При охлаждении газа наблюдается значительный рост интенсивности эмиссии, в 1,5 раза, который, как и в двух предыдущих случаях связан с кластеризацией пучка-мишени.

Выводы

Таким образом, экспериментально получены следующие результаты: существенное увеличение интенсивности эмиссии в мягком рентгеновском диапазоне за счёт эффекта кластеризации газовых струй.

Отличий спектрального состава эмиссионного излучения при использовании в качестве мишеней струй с большим и малым средним размером кластеров не обнаружено. Для более полного понимания эффектов, связанных с взаимодействием лазерного излучения с кластерным пучком, необходимо провести исследования зависимости интенсивности эмиссии от доли конденсата в пучке и массовой интенсивности вещества, сосредоточенной на оси пучка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00149; 19-02-00081.

Литература

1. А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. №9. С.83.
2. O. F. Hagena, W. Obert. // The journal of Chemical physics. – 1972. – V.56, – N. 5. – P.1793-1802.
3. NIST Atomic Spectra Database, Gaithersburg, 2009-2019. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

Эмиссионные свойства газовых струй различной структуры при импульсном лазерном возбуждении

Н.Н. Салащенко¹, А.Н. Нечай¹, А.А. Перекалов¹, И.В. Малышев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 607680.

Для активного освоения диапазона длин волн 1-25нм необходимы мощные источники мягкого рентгеновского излучения. Так, в настоящее время нашли применение лазерно-плазменные источники с газоструйными мишенями. В работе представлены характеристики данных источников излучения при использовании различных типов газовых мишеней. Для возбуждения использовался импульсный Nd:YAG лазер с длиной волны 1064нм, длительностью импульса 5нс, энергией импульса 0,8 Дж. В работе регистрировались эмиссионные спектры различных инертных и молекулярных газов, далее определялась максимальная степень ионизации для ионов в лазерной плазме. Сделаны выводы о перспективах применения различных типов мишеней в лазерно-плазменных источниках излучения.

Введение

В настоящее время перспективными источниками излучения в мягком рентгеновском диапазоне являются лазерно-плазменные источники с использованием газовых струй в качестве мишеней. Эмиссионные спектры газоструйных источников излучения зависят как от параметров возбуждающих лазеров, так и от различных параметров газовой струи. Можно выделить следующие параметры газовой струи: плотность частиц и наличие кластеров. Причем важна не просто плотность частиц в начальный момент формирования искры, а средняя плотность ионов за время действия лазерного импульса. Наличие подобных зависимостей приводит к различиям в спектрах при использовании газовых струй различной конфигурации. Для установления подобного рода зависимости в данной работе проводились исследования эмиссионных спектров при лазерном возбуждении кластерных пучков, формируемых при истечении из сопел различного сечения, при возбуждении дозвуковых струй газа и возбуждении неподвижных скачков уплотнения.

Экспериментальные результаты

Исследования проводились на установке по исследованию эмиссионных свойств атомарно-кластерных пучков, работа которой подробно описана в [1]. Для формирования непрерывного кластерного пучка использовалось сверхзвуковое коническое сопло с $d_{кр} = 145\text{мкм}$, $L=5\text{ мм}$, $\alpha/2 = 6^\circ$. Для формирования импульсного кластерного пучка использовалось сверхзвуковое коническое сопло с $d_{кр} = 450\text{мкм}$, $L=5\text{ мм}$, $\alpha/2 = 5^\circ$. Для формирования

дозвуковой газовой струи использовалось истечение из цилиндрического капилляра $d = 500\text{мкм}$. Для формирования скачка уплотнения использовались два оппозитных сопла с $d_{кр} = 145\text{мкм}$, $L=5\text{ мм}$, $\alpha/2 = 6^\circ$. Для всех конфигураций газовых мишеней проводилась съемка эмиссионных спектров аргона, криптона, углекислоты и других газов.

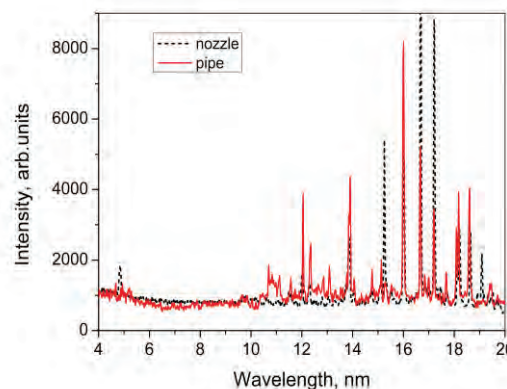


Рис. 1. Сравнение эмиссионных спектров аргона

На рис. 1 изображены эмиссионные спектры аргона в диапазоне длин волн 4-20нм при истечении из капилляра и импульсного конусного сопла, давлении газа на входе в капилляр/сопло $p=4\text{бар}$. Наблюдаемые в данном спектральном диапазоне линии соответствуют ионам Ar-VIII, Ar-IX, Ar-X [2]. Видно различие в спектрах, а именно, при использовании конусного сопла ионизация газа выше. Также стоит отметить, что при использовании конических сопел малого диаметра спектры соответствуют наблюдаемым на капилляре. Также видно изменение относительных интенсивностей линий,

присутствующих на обоих спектрах. Данные изменения можно связать с наличием кластеров.

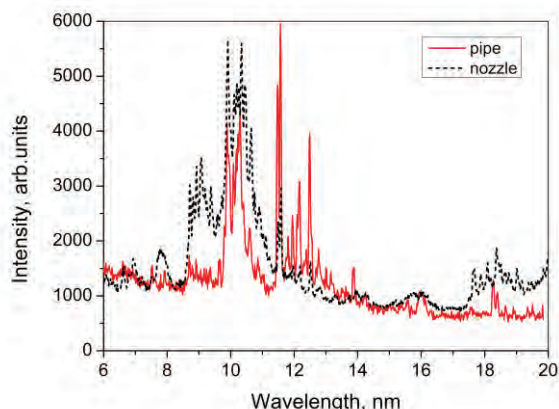


Рис. 2. Сравнение эмиссионных спектров криптона

На рис. 2 изображены эмиссионные спектры криптона в диапазоне длин волн 6-20 нм при одинаковом давлении газа на входе в сопло $p=2$ бар.

Наблюдаемые в данном диапазоне линии соответствуют ионам Kr-VIII, Kr-IX, Kr-X [2]. При охлаждении газа наблюдается значительный рост интенсивностей отдельных линий, который связан с кластеризацией пучка-мишени.

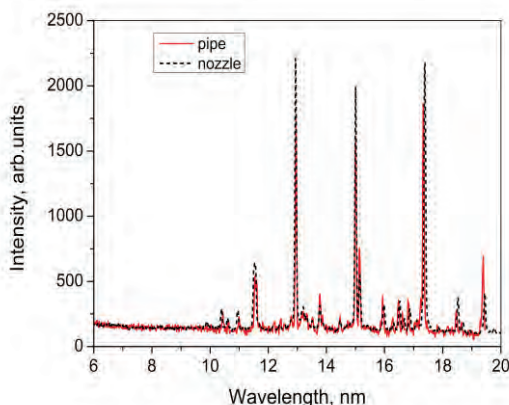


Рис. 3. Сравнение эмиссионных спектров углекислоты

На рис. 3 изображены эмиссионные спектры углекислоты в диапазоне длин волн 6-20 нм при одинаковом давлении газа на входе в сопло $p=2$ бар

Наблюдаемые в данном диапазоне линии соответствуют ионам O-V и O-VI [2]. Эмиссионных линий, соответствующих ионам углерода, в наших экспериментальных условиях не обнаружено. При охлаждении газа также наблюдается рост интенсивности отдельных линий, который, как и в двух предыдущих случаях, связан с кластеризацией пучка-мишени.

Выводы

Таким образом, экспериментально получены следующие результаты:

- 1) Степени ионизации, достигаемые при использовании капилляра и сверхзвукового сопла с $d_{кр} = 145$ мкм, в том числе и в кластерном режиме, одинаковы. Отличаются только интенсивности линий.
- 2) При использовании мишени, формируемой сверхзвуковым соплом $d_{кр} = 450$ мкм, наблюдается увеличение максимальной степени ионизации ионов в лазерной плазме.

Таким образом, можно констатировать, что использование газовых мишеней большого диаметра позволяет получать лазерную плазму повышенной температуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00149 и 19-02-00081.

Литература

1. А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. №9. С.83.
2. NIST Atomic Spectra Database, Gaithersburg, 2009-2019. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

Поглощения излучения импульсного Nd:YAG лазера при лазерном пробое в сверхзвуковых газовых струях

Н.Н. Салащенко, А.Н. Нечай, Д.Г. Реунов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д.7, Нижний Новгород, 607680.

* reunov_dima@ipm.sci-nnov.ru

Для разработки улучшенных лазерно-плазменных источников мягкого рентгеновского излучения необходимо проводить оценку эффективности их работы. Для подобных оценок удобно использовать величину поглощения лазерного излучения в используемых мишенях. В работе проведены измерения поглощения излучения импульсного Nd:YAG лазера при лазерном пробое в сверхзвуковых газовых струях. В качестве рабочих газов использовались молекулярные газы CO_2 , CHF_3 , SF_6 и инертные газы. Исследовалась зависимость поглощения от давления газов для различных газовых сопел. Показано, что поглощение лазерного излучения для сопел с $d_{\text{кр}}=145\text{ мкм}$ составляет порядка 4%, а для сопел с $d_{\text{кр}}=450\text{ мкм}$ составляет порядка 20%.

Введение

В настоящее время в лабораторных целях широко используются лазерно-плазменные источники ЭУФ излучения. В частности, они применяются в мягкой рентгеновской микроскопии. Не смотря на ряд преимуществ данного источника, данные системы имеют существенные недостатки, связанные прежде всего с низкой величиной общего КПД. Данная работа посвящена изучению поглощения излучения лазера при формировании лазерной искры на различных газовых мишенях, получаемых при истечении газа в вакуум.

Методика эксперимента

В данной работе применялся импульсный Nd:YAG лазер: длина волны 1,064 мкм, длительность импульса 5,2 нс, энергия импульса 0,8 Дж. Лазерное излучение первоначально направлялось на делитель, откуда часть излучения попадала на детектор ИМО-2. После делителя излучение лазера направлялось в вакуумную камеру и с помощью линзы фокусировалось на оси газовой мишени. После прохождения мишени лазерное излучение также направлялось на детектор ИМО-2. Формирование газовой мишени осуществлялась с помощью сверхзвукового конического сопла с $d_{\text{кр}} = 145\text{ мкм}$, $L=5\text{ мм}$, $\alpha/2 = 6^\circ$. Для формирования импульсного кластерного пучка использовалось сверхзвуковое коническое сопло с $d_{\text{кр}} = 450\text{ мкм}$, $L=5\text{ мм}$, $\alpha/2 = 5^\circ$. Более подробно работа установки описана в [1].

Результаты и обсуждение

Первоначально исследовалось поглощение на сверхзвуковом сопле с $d_{\text{кр}} = 145\text{ мкм}$ при откачке системы, как форвакуумным насосом, так и высоковакуумными насосами. Было измерено поглощение лазерного излучения при различном давлении следующих газов: Ar, Kr, CO_2 , N_2 , CHF_3 и сжатый воздух.

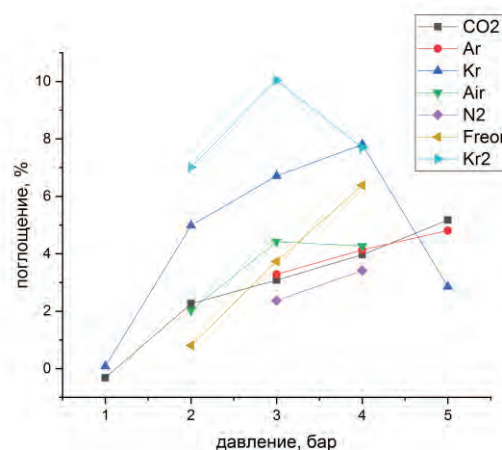


Рис. 1. Зависимость поглощения лазерного излучения от давления газа для сопла с $d_{\text{кр}} = 145\text{ мкм}$

Из рис.1. видно, что в основном наблюдается линейный рост процента поглощения при увеличении давления. В среднем поглощение составляет $\sim 4\%$, погрешность $\sim 1\%$. Для Kr наблюдается максимум поглощения, причина появления которого пока не ясна. Величина поглощения от давления остаточных газов (1 Па и ниже) не зависит.

Далее производилось охлаждение газов на входе в сопло до температуры близкой к температуре кипения каждого газа. При этом на выходе сопла формируется атомно-кластерный пучок с средним размером кластеров ~ 15000 мол/кл. Результаты измерений приведены на рис. 2.

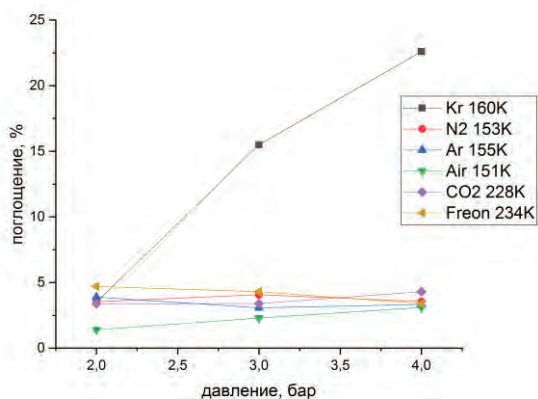


Рис. 2. Зависимость поглощения лазерного излучения от давления для атомно-кластерных пучков разных газов

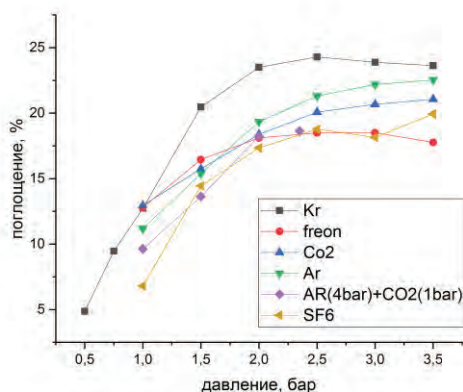


Рис. 3. Зависимость процента поглощения от давления для разных газов на импульсном сопле

Видно, что при увеличении давления поглощение лазерного излучения практически не возрастает. В среднем поглощение составляет $\sim 4\%$, погрешность $\sim 1\%$. Исключение составляет криптон, демонстрирующий значительный рост поглощения, до 25% . Также были проведены измерения поглощения для Хе. При $P=4$ бар и $T_{\text{газа}}=181$ К на входе в сопло, поглощение излучения для Хе составило $\sim 70\%$.

Следующим этапом стали измерения поглощения лазерного излучения на импульсном коническом сверхзвуковом сопле с $d_{\text{кр}} = 450$ мкм. Результаты представлены на рис.3 Поглощение для данного сопла также растет с ростом давления газа на входе в сопло. При определенном давлении для всех газов (2 - 2.5 бар) поглощение выходит на насыщение, что можно объяснить нарушениями в работе используемого импульсного сопла.

В среднем поглощение составляет $\sim 20\%$, погрешность $\sim 1\%$. Также исследовалась поглощение лазерного излучения от давления для смеси газов Ar+CO₂, получено, что зависимость подобна зависимости для чистого Ar.

Выводы

В данной работе показано, что поглощение лазерного излучения газами CO₂, CHF₃, SF₆, Kr, Ar при формировании газовой струи и атомарно-кластерного пучка с помощью сверхзвукового конического сопла $d_{\text{кр}} = 145$ мкм, $L=5$ мм, $\alpha/2 = 6^\circ$ составляет порядка 4% . Исключение составляет криптон, для которого поглощение существенно выше и может достигать 25% .

При формировании газовой струи и атомарно-кластерного пучка с помощью сверхзвукового конического сопла $d_{\text{кр}} = 450$ мкм, $L=5$ мм, $\alpha/2 = 5^\circ$ поглощение лазерного излучения составляет порядка 20% .

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00081 и 20-02-00364.

Литература

1. А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало, Н.Н. Салашенко, И.Г. Забродин, И.А. Каськов, А.Е. Пестов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 9. С. 83.

Механизм формирования межслоевой области в многослойной структуре Mo/(B₄C)/Be

С.С. Сахоненков^{1,*}, С.А. Касатиков¹, А.У. Гайсин¹, В.Н. Полковников², Р.М. Смертин², Е.О. Филатова^{1,§}

1 Санкт-Петербургский Государственный Университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*s.sakhonenkov@2012.spbu.ru, §e.filatova@spbu.ru

Установлено формирование бериллидов с разной стехиометрией, зависящей от порядка напыления слоев (Mo-на-Be или Be-на-Mo) в многослойной структуре Mo/Be. Показано, что по мере увеличения числа слоев (начиная с подложки) качество межфазовой границы Mo-на-Be остается неизменным, в то время как интерслой, образованный на границе Be-на-Mo, претерпевает существенное изменение. Предложен механизм формирования межфазовой границы: обсуждается механизм диффузии атомов бериллия на границах Mo-на-Be и Be-на-Mo (поверхностная и объемная диффузии). Рассмотрена возможность управления протяженностью и составом межслоевой области путем введения тонкого слоя B₄C на межфазовой границе.

Введение

Благодаря высоким отражательным характеристикам многослойных зеркал на основе Mo/Be, данные зеркала рассматриваются в качестве компонента покрытий для литографии с рабочей длиной волны 11.2 нм, а также являются востребованными при исследовании короны Солнца с помощью космических телескопов в области длин волн 11.2 – 12.4 нм.

Величина коэффициента отражения и спектральной селективности многослойного зеркала напрямую зависит от качества границ раздела между составляющими его слоями.

Для решения данной проблемы необходимо не только развивать технологические процессы роста многослойных покрытий, обеспечивающие максимально резкие границы раздела слоев, но также применять передовые методы диагностики строения многослойных тонкопленочных систем. При этом немаловажным становится применение неразрушающих методов исследования, которые дают прямую (не искаженную) информацию о химическом составе и протяженности скрытых слоев на границах раздела. Одним из таких методов является рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС).

Основные результаты

В работе представлено исследование многослойных систем Si/[Mo(2.2нм)/Be(3.53нм)]_x методом РФЭС.

Основная часть исследований проводилась на лабораторном модуле ЭСХА Курчатовского института, где в качестве возбуждающего излучения использовался монохроматичный пучок фотонов с энергией 1486.6 эВ (фотоэмиссионная линия AlK_α). В данном случае информация глубина (глубина, в которой формируется 95% всего сигнала) для систем Be/Mo и Mo/Be составляет 7 нм и 7.7 нм соответственно, что больше периода многослойной структуры. Для получения информации только с одной границы (Mo-на-Be или Be-на-Mo), были изучены однопериодные системы Si/[Mo/Be]₁ и Si/[Be/Mo]₁.

На рисунке 1 представлены Be1s фотоэлектронные спектры и их разложения на компоненты для однопериодных систем. Стоит отметить, что для более точного разложения фотоэлектронных спектров, были измерены фотоэлектронные спектры тонких пленок чистых бериллия и молибдена. Из приведенных на рисунке спектров видно наличие вкладов от бериллидов на обеих границах, причем положения этих пиков несколько отличаются друг от друга: энергетическое расстояние между пиками, относящимися к Be и бериллиду (MoBe_x), на 0.4 эВ больше в случае системы Si/[Be/Mo]₁.

Оценка стехиометрии MoBe_x на разных границах на основе интенсивности измеренных фотоэлектронных пиков дает следующие результаты: 1.0 < x < 1.6 для MoBe_x на границе Mo-на-Be и 4.0 < x < 5.0 на границе Be-на-Mo. Более подробно процедура оценки стехиометрии описана в работе

[1]. Полученные результаты указывают на разное химическое строение межслоевых областей: граница Ве-на-Мо содержит большее количество Ве относительно Мо, в то время как на границе Мо-на-Ве молибден и бериллий содержатся практически в равных пропорциях.

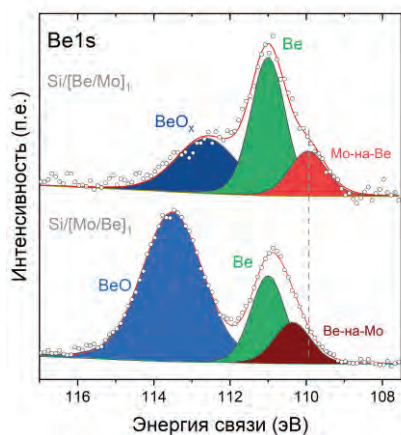


Рис. 1. Измеренные Ве1s фотоэлектронные спектры и их разложения на компоненты для систем Si/[Be/Mo]₁ (сверху) и Si/[Mo/Be]₁ (снизу)

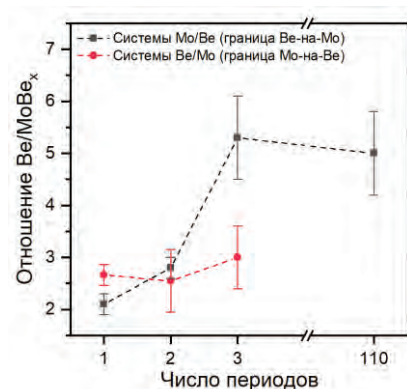


Рис. 2. Зависимость отношения интегральных интенсивностей между компонентой чистого Ве и MoVex, сформированного между слоями

Анализ отношений Ве/MoVex в фотоэлектронных спектрах, полученных от 2-, 3-периодных систем и многослойного зеркала Si/[Mo/Be]₁₁₀ и представленных на рисунке 2 показывает, что синтез последующих периодов приводит к уменьшению коэффициента объемной диффузии Ве в Мо на границе Ве-на-Мо благодаря уменьшению числа объемных

дефектов в молибдене. В то же время, практически неизменное количество MoVex на границе Мо-на-Ве указывает на неизменность поверхности пленки Ве с увеличением числа периодов в системе.

Также было изучено влияние на параметры межфазовой границы, а, следовательно, на пиковый коэффициент отражения, тонкого слоя В₄С (0.3 нм), введенного между Ве и Мо. Из рисунка 3 видно, что введение В₄С на границе Ве-на-Мо существенно снижает образование бериллида, в то время как введение В₄С на границе Мо-на-Ве приводит лишь к незначительным улучшениям межслоевой области. При этом измерение пикового коэффициента отражения для зеркал Si/[Be/V₄C/Mo]₁₁₀ и Si/[Mo/V₄C/Be]₁₁₀ дает следующие результаты: 62% и 70.2% соответственно (для зеркала Si/[Mo/Be]₁₁₀ коэффициент отражения составляет 68.5%).

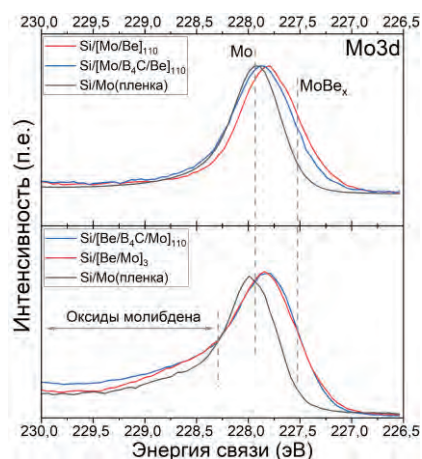


Рис. 3. Mo3d фотоэлектронные спектры систем: (сверху) Si/[Mo/Be]₁₁₀, Si/[Mo/V₄C/Be]₁₁₀ и пленки молибдена, с которой был удален оксид; (снизу) Si/[Be/Mo]₃, Si/[Be/V₄C/Mo]₁₁₀ и пленки молибдена

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №19-72-20125

Литература

1. S.A. Kasatnikov, E.O. Filatova, S.S. Sakhonenkov *et al.* // J Phys. Chem. C, V. 123, 25747-25755 (2019).

Эффективность резонансных многослойных мишеней в качестве источников ЭУФ излучения

М.В. Свечников*, С.А. Гарахин, А.Я. Лопатин, А.Е. Пестов, Р.С. Плешков, Р.М. Смертин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*svechnikovmv@gmail.com

Рассмотрено влияние резонансной структуры многослойных мишеней на эффективность проникновения возбуждающего пучка в мишень и вывода генерируемого излучения.

Источником излучения в рентгеновских трубках обычно является твердотельная мишень, возбуждаемая электронным пучком. Мишень при этом может быть массивная или в виде свободновисящей пленки, работающей в «прострельной» геометрии. В последнем случае многослойные плёночные мишени чаще всего применяются, когда необходимо обеспечить механическую прочность плёнки и её стабильность под тепловой нагрузкой. Но многослойный дизайн имеет ещё одно свойство: при оптимально подобранных толщинах слоёв, их количестве и их материалах, а также при должном качестве изготовления плёнки мишень является резонансной структурой для генерируемого в ней излучения. Эта резонансная структура будет задавать угловую модуляцию выходящего излучения и влиять на эффективность всего источника.

Явление угловой модуляции сферически расходящегося излучения, сгенерированного внутри периодической структуры, называется эффектом Косселя [1]. При этом в интерференционных максимумах возможно превышение интенсивности вышедшего из мишени излучения над интенсивностью массивной однородной мишени при тех же геометрии и энергетике возбуждающего пучка. В работе [2] при возбуждении периодической Mo/Si структуры, нанесённой на массивную Si мишень, было экспериментально обнаружено, что при электронном возбуждении флуоресцентный выход на линии Si K α

($\lambda = 0.713$ нм) в направлении брэгговского угла на 15% превышает выход из Si мишени, а ширина модуляции излучения соответствует ширине брэгговского угла (см. рис. 1).

В докладе рассмотрено влияние резонансных многослойных мишеней на эффективность проникновения возбуждающего пучка в многослойные мишени на основе Be и Si, находящиеся в брэгговском резонансе с возбуждаемой характеристической линией экстремального ультрафиолетового диапазона (линии Be K α и Si L α).

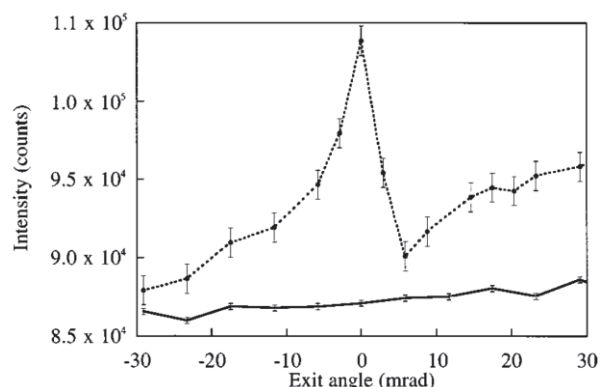


Рис. 1. Интенсивность линии Si K α как функция угла выхода излучения из структуры: для Mo/Si структуры (пунктирная линия) и кристалла Si (сплошная линия). По вертикали число отсчетов детектора при времени накопления 10 с и плотности тока возбуждающего пучка 0.4 мА/см² (взято из [2])

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0035-2014-0204 и при поддержке грантов РФФИ № 18-32-00173, 18-42-520007, 20-02-00708.

Литература

1. В. В. Лидер // Кристаллография **56**, №2, с. 195–216 (2011).
2. P. Jonnard, J.-M. André, C. Bonnelle *et al* // Appl. Phys. Lett. **81**(8), 1524–1526 (2002).

Рентгеновские и синхротронные исследования графитизированных наноструктурных и биоматериалов

В.Н. Сивков^{1*}, А.Е. Мингалева¹, Д.В. Сивков^{1,2}, О.В. Петрова¹, С.В. Некипелов¹, С. Молодцов³, Г. Эрлих⁴

1 Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

2 Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

3 European XFEL GmbH, Schenefeld, Germany.

4 Institute of Electronics and Sensor Materials, TU Bergakademie Freiberg, Freiberg, Germany

*svn@dm.komisc.ru

Приводятся результаты исследований методами NEXAFS-спектроскопии с использованием синхротронного излучения морских губок карбонизированных путем термической модификации в инертной среде аргона. Получающаяся в результате термообработки карбонизированная губка воспроизводит форму и уникальную микроархитектуру оригинального коллагенсодержащего спонгиозного каркаса исходной губки, который настолько устойчив, что из него можно нарезать тела любой формы с помощью обычной металлической пилы. Карбонизированный каркас покрытый гальванической медью, является уникальным гибридным материалом с превосходными каталитическими характеристиками. Графитизированная губка с медным покрытием оказывается эффективным катализатором, способным очищать морскую воду от токсичных 4-NP нитрофенолов.

Введение

Экстремальная биомиметика - это поиск естественных источников уникальных структур, которые невозможно приготовить искусственным способом [1]. Идея заключается в создании неорганических и органических гибридных композитов, устойчивых к агрессивным химическим и термическим микроокружениям, которые основаны на термостабильных и химически стойких биополимерах с предварительно изготовленной трехмерной (3D) архитектурой. Морские губки были продуктивной модельной системой при разработке новых трехмерных композитов с иерархической структурой с использованием возобновляемых, нетоксичных и биоразлагаемых органических каркасов [2,3]. Спонгин, основной волокнистый компонент скелета морских губок находится в центре внимания современной науки из-за необычной иерархической нанофибриллярной организации и возможности изготовления из него углеродных материалов с контролируемой микроструктурой и морфологией в больших масштабах и из возобновляемых природных источников. Исследования показали, что спонгин скелета морских губок может быть превращен в углерод при высоких температурах без потери его формы или структурной целостности, и, что его удельная площадь поверхности увеличивается из-за появления нанопор, что позволяет функционализировать его в качестве катализатора путем нанесения на внешнюю поверхность различных соединений.

Спектральные исследования исходной губки, губки обработанной при разных температурах и графитизированной губки проводились в области NEXAFS C1s-порогов ионизации методом регистрации полного электронного выхода (ЗТЕУ) с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ с использованием синхротронного излучения на выходе канала RGBL на BESSY-II.

Обсуждение результатов

На Рис.1 показана последовательность трансформации каркасов спонгина в карбонизированную 3D структуру при 1200°C (А) согласно данным сканирующей электронной микроскопии (СЕМ)[4]. Хорошо видно, что типичная клеточная и иерархическая морфология органического скелета губки не изменяется, несмотря на уменьшение объема до 70%(В). Карбонизированный 3D каркас можно распиливать на кусочки толщиной 2 мм (С). Микроскопия (D и E) и СЕМ-изображение (G) карбонизированной сетки губки демонстрируют ее структурную целостность, типичную для исходной губки. СЭМ-изображения (H и I) карбонизированного 3D каркаса после гальванизации медью. На Рис.2 приведены NEXAFS C1s-спектры первичного и карбонизированного спонгина, нагретого при различных температурах в относительных единицах после нормализации на единицу при энергии фотона 315 эВ. Резонанс 285,0 эВ можно отнести к ароматичес-

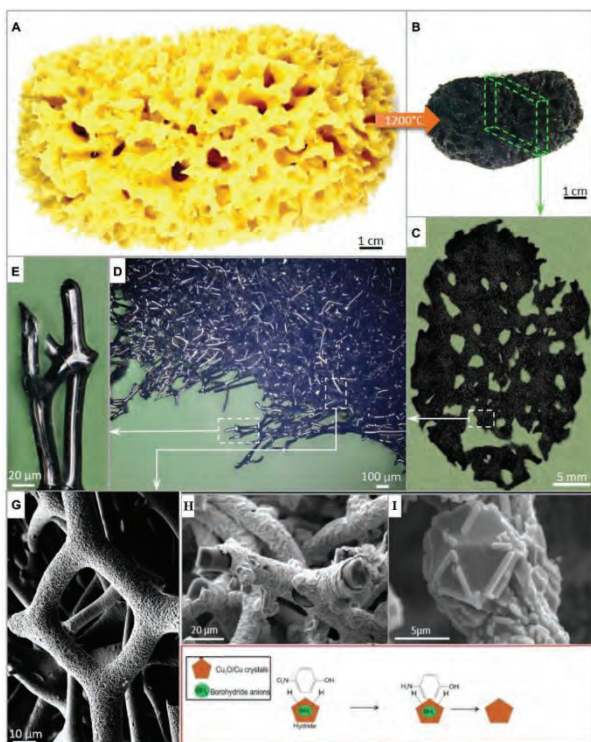


Рис. 1. Последовательность трансформации каркасов спонгина в карбонизированную 3D структуру при 1200°C (A,B). Кусочек толщиной 2 мм (C). Микроскопия (D и E) и СЕМ-изображение (G) карбонизированной сетки. СЭМ-изображения (H и I) карбонизированного 3D каркаса после гальванизации медью. В красном прямоугольнике показана схема каталитической реакции

ким структурам (π^* aromat), пик 287,6 эВ для амидных (N-C=O) или иминных (C=N) групп, особенность 288,1 эВ для пептидных групп CON, максимум 288,6 эВ для карбоксильной группы COO- и резонанс шириной 291,6 эВ для переходов C 1s \rightarrow σ^* -состояния в различных атомных группах. Структуру между 297,5 и 300,0 эВ можно отнести к переходам $K2p_{3/2} \rightarrow 3d$ и $K2p_{1/2} \rightarrow 3d$ в соединениях калия. После нагревания образца до 1200 °C тонкая структура соединений азота и калия и пик пептидной связи полностью исчезают C1s и N1s - спектрах. Это указывает на отсутствие органических соединений в образце, в то время как структура при 288,5 эВ (COO) сохраняется в спектре, и после нагревания появляется новый пик при 290,3 эВ, который соответствует анионной группе $[CO_3]^{2-}$. Сравнение спектров C1s между первичным и нагретым (до 1200°C) спонгином показывает сдвиг пика на 0,2 эВ при 285,0 эВ, что характерно для ароматических колец и гексагональных структур в

графите, соответственно. Этот факт хорошо виден из сравнения NEXAFS C1s-спектров карбонизированного спонгина после нагревания до 1200°C с ранее изученными спектрами для высокоориентированного пиролитического графита (HOPG) и многостенных углеродных нанотрубок (MWCNT), покрытых слоем наноразмерного оксида хрома [5]. Структуры A, B и C, представленные для карбонизированного спонгина (рис. 2), соответствуют переходам с уровня C1s на π^* -орбитали групп C-O-C, C-O и C=O соответственно и вызваны окислением углерода. При этом согласно данным XPS, вклад оксидов составляет не более 10% от общей интенсивности.

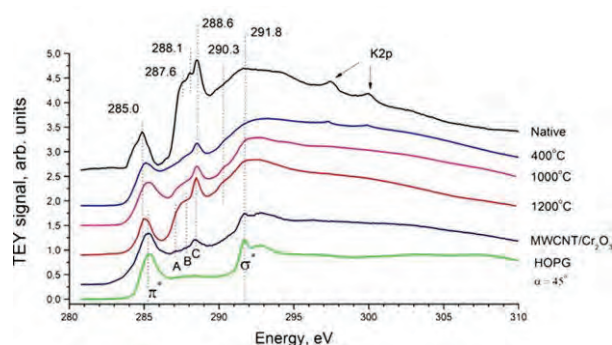


Рис. 2. NEXAFS C1s-спектры «чистых» и карбонизированного губок, нагретых при разных температурах. Для сравнения приведены спектры HOPG и нанокompозита MWCNT/Cr₂O₃

Работа выполнена в рамках двухсторонней программы RGBL на BESSY II и при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60018 и №19-32-50062.

Литература

1. H. Ehrlich, *Extreme Biomimetics* (Springer International Publishing, 2017).
2. M. Wysocki, I. Petrenko, A. L. Stelling, D. *et al.* *Polymers* **7**, 235 (2015).
3. T. Szatkowski, K. Koczczycki, M. Motylenko *et al.* *Nano Res.* **11**, 4199 (2018).
4. I. Petrenko, A. P. Summers, P. Simon, *et al.* *Science Advances* **5**, No. 10, 02 October 2019, eaax2805 DOI: 10.1126/sciadv.aax2805.
5. O. V. Petrova, S. V. Nekipelov, A. E. Mingaleva, *et al.* *J. Phys. Conf. Ser.* V.741 (2016). 012038.

Оптические постоянные фуллерита C₆₀ в области NEXAFS C1s- края поглощения

Д.В. Сивков^{1,2,*}, А.Е. Мингалева^{1,2}, С.В. Некипелов², О.В. Петрова²,
Д.В. Богачук², Р.Н. Скандаков², В.Н. Сивков²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034.

² Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167904.

*d.sivkov@spbu.ru

Определена дисперсионная зависимость коэффициента рефракции $n(E)$ в областях C1s порога ионизации фуллерита C₆₀ по экспериментальным зависимостям сечения поглощения $\sigma(E)$ в широком спектральном интервале. Сечения поглощения в области ближней тонкой структуры C1s края поглощения были измерены с использованием синхротронного излучения методом полного электронного выхода с корректным учетом немонохроматического фона и излучения кратных порядков от дифракционной решетки. По данным сечений поглощения и вычисленным по ним зависимостям $n(E)$ были определены спектральные зависимости в области резонансного фотопоглощения остальных оптических коэффициентов: коэффициента отражения, фазового сдвига и атомного форм-фактора.

Введение

Резонансный характер взаимодействия рентгеновского излучения с определенными химическими элементами в области порогов ионизации внутренних электронов приводит к возникновению ближней тонкой структуры (near edge X-ray absorption fine structure, NEXAFS) в спектре поглощения, в окрестности которой наблюдается аномальное преломление. Коэффициент преломления рентгеновского излучения с веществом является фундаментальной спектральной характеристикой, содержащей уникальную информацию о материале, но поскольку в указанной области его изменения малы и зависимость от энергии имеет сложный немонотонный вид определение этой характеристики экспериментально трудновыполнимо. Существующие в настоящее время методы, позволяющие получить данные о коэффициентах рефракции в области NEXAFS, являются косвенными и направлены на получение значений дисперсионных поправок для атомного форм-фактора. Известно, что действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости, показателя преломления, коэффициента отражения и атомного форм-фактора связаны друг с другом в широком интервале энергий интегральными соотношениями Крамерса-Кронига (КК) [1,2]. Эти соотношения позволяют получить зависимость величин оптических постоянных в численном виде путем интегрирования по всему спектральному интервалу. В работе проведены измерения сечений поглощения в области NEXAFS C1s края поглощения фуллерита C₆₀, а для расчетов оптических постоянных использованы

табличные данные по сечениям вне области резонансного поглощения и литературные данные по сечениям фуллерита C₆₀ в оптической области спектра.

Результаты и обсуждение

Выполнены расчеты спектральной зависимости коэффициента рефракции $n(E)$ в областях C1s порога ионизации фуллерита C₆₀. Для получения этой спектральной зависимости необходимо иметь данные по сечениям поглощения в широком спектральном интервале. Для расчетов были использованы табличные данные по сечениям поглощения атома углерода в широком интервале 10⁰–30000 эВ вне краев поглощения [3] и в области энергий 0⁰–120 эВ из работ [4⁰–6]. В области C1s порога ионизации (280⁰–350 эВ) использовались спектральные зависимости сечения поглощения, измеренные на Русско-Немецком канале выхода и монохроматизации излучения на BESSY II. Сечения поглощения в области энергий выше 30 КэВ были получены путем экстраполяции степенной зависимостью данных в диапазоне 10⁰–30 КэВ из работы [3]. Все используемые данные по сечениям поглощения были приведены к абсолютной шкале в Мегабарнах.

Сумма сечений поглощения C₆₀ в интервале энергий 0⁰–100 кэВ в расчете на один атом углерода составила 6.4. Эта величина хорошо согласуется с правилом сумм (Томаса-Рейхе-Куна), близка к числу электронов в атоме углерода Z⁰=6 и указывает на высокую достоверность и точность данных по

сечениям поглощения в широкой области спектра фуллерита C_{60} , использованных при расчетах.

Далее, используя соотношение КК [1,2]

$$n(E_0) = 1 + C \frac{2}{\pi} V.p. \int_0^{\infty} \frac{\sigma(E)}{E^2 - E_0^2} dE, \quad (1)$$

где $C = 0.83 \text{ эВ/см}^2$ – константа, а символ $V.p.$ говорит о том что интеграл берется в смысле собственного значения, была рассчитана зависимость $n(E)$.

Расчеты спектральной зависимости $n(E)$ проводились методом численного интегрирования. При этом спектральная зависимость сечения поглощения в областях вдали от краев поглощения интерполировалась степенной зависимостью. Остальные оптические коэффициенты, однозначно определяются из спектральных зависимостей $n(E)$ и $\sigma(E)$.

Результаты расчетов $n(E)$ и измеренная зависимость $\sigma(E)$ области $C1s$ -края представлены на рис. 1.

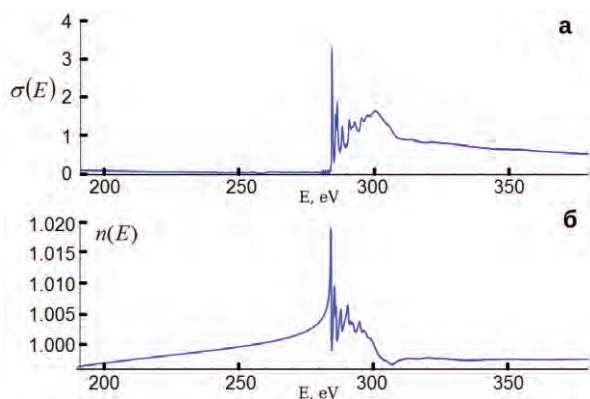


Рис. 1. Спектральная зависимость сечения поглощения в области $C1s$ края фуллерита C_{60} в мегабарнах (а) и рассчитанный спектр коэффициента преломления (б)

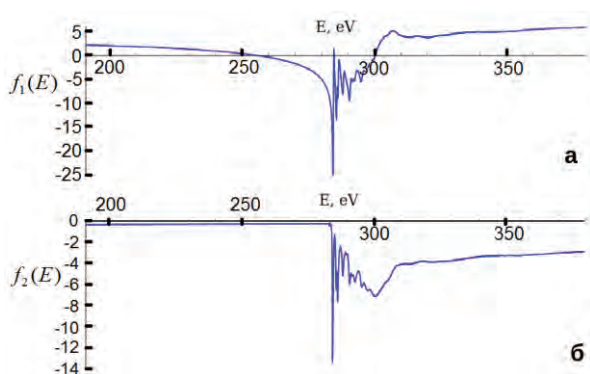


Рис. 2. Спектральная зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей атомного форм-фактора в области $C1s$ края фуллерита C_{60}

Данные по спектральным зависимостям действительной и мнимой части атомного форм-фактора представлены на рис. 2.

На рис. 3 продемонстрированы полученные спектральные зависимости коэффициента отражения и фазового сдвига при отражении для различных значений скользящего угла падения рентгеновского излучения на образец.

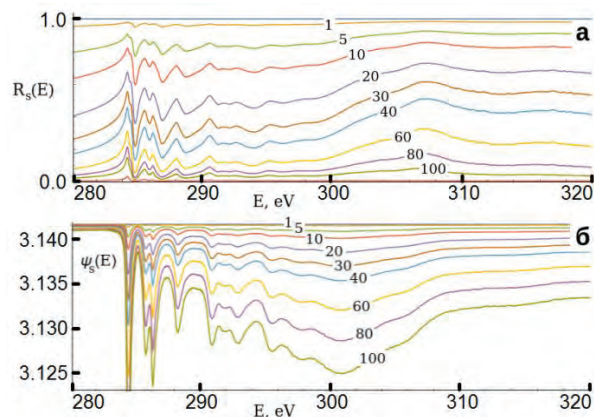


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента отражения (а) и фазового сдвига при отражении (б) в области $C1s$ -края фуллерита C_{60} для различных значений скользящего угла падения (в радианах) рентгеновского излучения на образец

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-32-60018, двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY II и гранта РФФИ №19-32-50062.

Литература

1. H.A. Kramers // *Atti Congr. Intern. Fisica. Como.*, V. 2, 545°–557 (1927).
2. R. Kronig // *J. Opt. Soc. Am.*, V. 12, 547°–557 (1926).
3. B.L. Henke, E.M. Gullikson and J.C. Davis // *At. Data Nucl. Data Tables*, V.54, 181°–343 (1993).
4. B.P. Kaffle, H. Katayanagi, S.I. Prophan *et al.* // *J. Phys. Soc. Jpn.*, V. 77, 014302 (2008).
5. R. Jaensch, W. Kamke // *Mol. Mat.*, V. 13, 163°–172 (2000).
6. H. Yasumatsu, T. Kondow, H. Kitagawa *et al.* // *J. Chem. Phys.*, V. 104, 899 (1996).

Бесстрессовые высокоотражающие многослойные зеркала на длину волны 13,5 нм

Р.М. Смертин*, С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

*smertin_ruslan@ipm.sci-nnov.ru

Была исследована зависимость внутренних напряжений и отражательной способности рентгеновского зеркала Mo/Be/Si в зависимости от соотношения толщины слоев Be и Si. Установлено, что зеркало Mo/Be/Si при нулевом напряжении обладает высоким значением отражательной способности, порядка R~65%, что намного выше, чем у структур Mo/Si бесстрессового зеркала. яме.

Введение

Многослойные тонкопленочные покрытия, используемые во многих отраслях науки и техники, обладают значительными внутренними напряжениями. В рентгеновской оптике, при изготовлении многослойных зеркал МЗ, большее внимание уделяется достижению наилучших оптических характеристик зеркала, чем каких-либо других. Так, МЗ Mo/Si и Mo/Be при достижении наибольшего коэффициента отражения в окрестности длины волны 13.5 нм, обладают высоким значением внутренних напряжений: ~-410 Мпа для Mo/Si [1] и ~-330 Мпа для Mo/Be [2].

Наличие внутренних напряжений с такими значительными величинами в МЗ зачастую приводит к нежелательным последствиям. В частности, к деформациям подложек, на которые наносятся пленки, что может отрицательно сказаться, например, на изображающих свойствах оптических систем. Критического уровня (перехода от упругих к пластическим) деформации могут достигать в задачах, связанных с напылением отражающих покрытий на сверхтонкие подложки (подложки, толщина которых сравнима с толщиной покрытия, то есть составляет десятые доли мкм). Наличие даже незначительных напряжений приводит к существенным неконтролируемым деформациям и/или даже разрушению таких подложек.

Следует отметить, что в случае сверхтонких подложек неприменима методика компенсации упругих деформаций путем осаждения буферной антистрессовой структуры. Методика заключается в предварительном осаждении на подложку структуры с противоположным по знаку (по отношению к

напряжениям МЗ) значением внутренних напряжений. При осаждении буферной структуры сверхтонкие подложки испытывают такие же пластические деформации, что и при осаждении МЗ.

Другой подход заключается в создании бесстрессового (обладающего нулевым значением внутренних напряжений) отражающего покрытия. Например, в работе [3] показано, что, варьируя соотношение молибдена и кремния в МЗ Mo/Si, можно изменять значение напряжений в широких пределах. В том числе, и с нулевым значением. Однако МЗ с такими параметрами может не обладать оптимальными отражательными характеристиками.

В работе [4] для МЗ Mo/Be/Si было получено рекордное значение отражения в окрестности длины волны 13.5 нм, R~72%. Исследование внутренних напряжений в этой системе не проводилось.

Целью данной работы являлось изучить зависимости напряжения и коэффициента отражения в системах Mo/Si и Mo/Be/Si в зависимости от значения толщин слоев.

Методика эксперимента

Многослойные зеркала Mo/Be осаждались методом магнетронного напыления на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины, толщиной ~300 мкм. Период структуры составлял порядка 7 нм, для обеспечения наибольшего отражения на рабочей длине волны 13.5 нм. Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм) и измерениями в окрестности длины волны 13,5 нм, выполненными

на лабораторном рефлектометре. Расчет напряжений проводился по формуле Стоуни исходя из значений радиуса кривизны подложки до и после напыления пленки. Определение радиусов кривизны проводилось по результатам регистрации отклонения изначально параллельных лазерных лучей, отраженных от изогнутой подложки.

Результаты

На рисунке 1 представлены зависимости внутренних напряжений (рис. 1а) и коэффициента отражения (рис. 1б) для структуры Mo/Si от отношения толщины Mo в структуре к периоду.

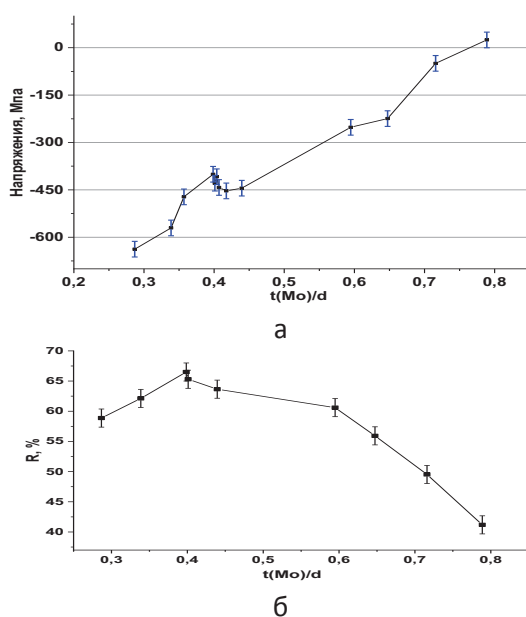


Рис. 1. Зависимости внутренних напряжений (а) и коэффициента отражения (б) для структуры Mo/Si от отношения толщины Mo в структуре к периоду

Как видно из зависимости, нулевое значение напряжений приходится на отношение ~ 0.77 ($t(\text{Mo}) \sim 5.5$ нм). Однако, при таком соотношении толщин, поглощение рентгеновского излучения резко увеличивается, что приводит к резкому спаду отражения к $R \sim 42\%$.

Для исследования влияния толщины Be на напряжения в структуре Mo/Be/Si была выбрана толщина Mo в структуре Mo/Si, которая обеспечивает наибольшую отражательную способность ($t(\text{Mo}) \sim 2.8$ нм). Толщина слоев Si при этом уменьшалась на такое же значение, на которое увеличивалась толщина Be, для сохранения периода зеркала. На рисунке 2 представлены зависимости внутренних напряжений (рис. 2а) и коэффициента от-

ражения (рис. 2б) для структуры Mo/Be/Si в зависимости от отношения толщины Si к периоду.

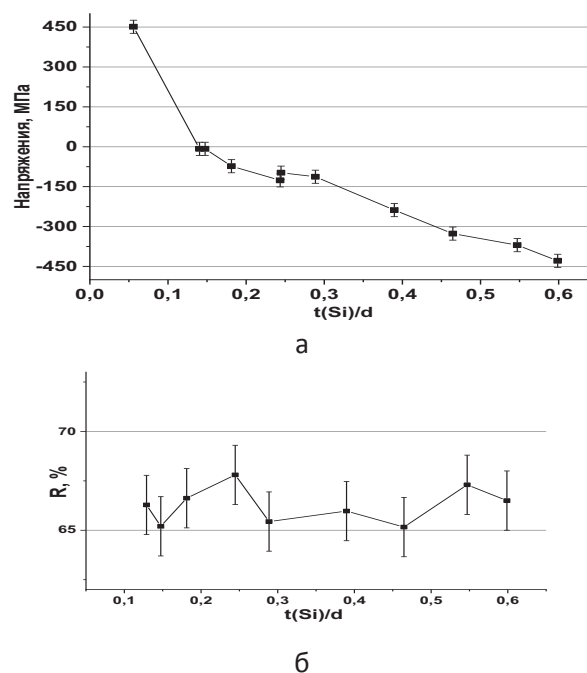


Рис. 2. Зависимости внутренних напряжений (а) и коэффициента отражения (б) для структуры Mo/Be/Si в зависимости от отношения толщины Si к периоду

Как видно из графиков, нулевое значение напряжений достигается при соотношении толщины Si к периоду $t(\text{Si})/d \sim 0.13$, т.е. толщина Si ~ 0.91 нм. При этом значение отражения по-прежнему на уровне $R \sim 65\%$, что намного выше, чем в чистом Mo/Si зеркале. Be и Si обладают близкими оптическими характеристиками в окрестности длины волны 13.5 нм, что позволяет обеспечить высокую отражательную способность структуры Mo/Be/Si.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-02-00588 и №18-07-00633, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и нано-структур» ИФМ РАН

Литература

1. Montcolm C. Opt. Eng. 40(3) 469–477 (2001)
2. Mirkarimi P. Opt. Eng. 38(7) 1246–1259 (July 1999)
3. Windt D. J. Vac. Sci. Technol. A 18 3, (2000).
4. Chkhalo, N.I., Gusev S.A., Nechay A. N, et al // Optics Letters. – 2017. - V.42. Iss.24. - P.5070-5073

Структура переходных слоев в многослойных зеркалах Mo/Be

Р.М. Смертин^{1*}, В.Н. Полковников¹, А.Л. Тригуб², Н.И. Чхало¹, П.А. Юнин¹, С.Н. Якунин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Академика Курчатова пл. 1, Москва, 123182.

*smertin_ruslan@ipm.sci-nnov.ru

Методами рентгеновской рефлекто- и дифракто-метрии и EXAFS спектроскопии была исследована внутренняя структура многослойной композиции Mo/Be и микроструктура переходных слоев в многослойной системе Mo/Be. Установлено образование перемешанной зоны, близкой по составу к MoBe₂₂, без образования химической связи. Толщина перемешанной зоны имеет толщину ~0.2 нм. При толщинах Mo более 2 нм микроструктура Mo в Mo/Be системе становится близка к микроструктуре массивного Mo. Тонкопленочные системы имеют большое количество дефектов, которые уменьшаются после термического отжига.

Введение

Исследование внутренней структуры многослойных тонкопленочных систем, используемых нами в качестве рентгеновской оптики, является актуальной задачей. Так в многослойных рентгеновских зеркалах очень важную роль играет знание о переходных границах от одного материала к другому. Зная ширины переходных границ, их состав и зависимость от необходимых внешних параметров (времени, температуры, давления и пр.) можно управлять ими, тем самым управляя и отражательными характеристиками зеркал.

В данной работе исследовалась внутренняя структура многослойных систем Mo/Be. Зеркала Mo/Be обладают высоким значением отражательной способности за краем поглощения Be 11.2 нм ($R \sim 70\%$). Однако теоретический предел 76% еще не достигнут. При расчете теоретически предельной отражательной способности взаимодействие материалов Mo и Be не учитывалось. Однако система Mo-Be является фазово не равновесной, Mo и Be могут образовывать соединения. Знание о переходной границе между Mo и Be – ее составе и толщине, может внести поправку к составу оптимального зеркала, то есть зеркала с наибольшей отражательной способностью.

Методика эксперимента

Многослойные периодические системы Mo/Be и пленка Mo осаждались методом магнетронного напыления на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости порядка 0,2 нм) кремниевые пластины. Толщина Be во всех многослойных структурах составляла ~35 нм, толщина Mo в

структурах составляла: ~0,2 нм, ~0,6 нм, ~1 нм и ~2,3 нм. Количество периодов выбиралось исходя из сохранения общей толщины Mo ~ 100 нм. Структурные параметры многослойных систем определялись с использованием расширенной модели [1] по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм). Отжиг образцов проводился в вакуумной печи при температуре 280 °С в течении 1 и 4 часов. Измерение спектров XANES и EXAFS вблизи К-края Mo проводились на оборудовании Курчатовского источника синхротронного излучения [2].

Результаты

На рисунке 1 приведены XANES и EXAFS спектры от многослойных периодических систем Mo/Be, пленки и эталона Mo и теоретический спектр MoBe₂₂. Пленка Mo и многослойная система Mo/Be с толщиной Mo ~ 2.3 нм имеют близкий спектр поглощения к эталонному Mo. У прочих образцов спектры поглощения и функции радиального распределения отличны от спектра эталонного Mo. Положения края поглощения в спектрах остаются неизменными в исследуемых образцах, что говорит об отсутствии химической связи Mo с Be. В результате моделирования были установлены радиусы координационных сфер и координационные числа (таблица 1).

Моделирование спектров радиального распределения от образцов Mo/Be с толщинами Mo 1 нм, 0,6 нм и 0,2 нм, не дает однозначного результата. Радиус координационной сферы образца с самым тонким Mo ~ 0,2 нм совпадает со всеми тремя бериллидами. Радиусы координационных сфер образцов с более толстым Mo: 0.6 нм и 1 нм совпада-

ют с радиусами бериллидов MoBe2 и MoBe12, положение которых находится между положениями радиусов MoBe22 и Mo.

Однако, теоретические XANES спектры бериллидов дают совпадение только для образца с самой тонкой толщиной Mo ~ 0,2 нм. Спектры от образцов с другими толщинами Mo с теоретическими спектрами бериллидов не совпадают.

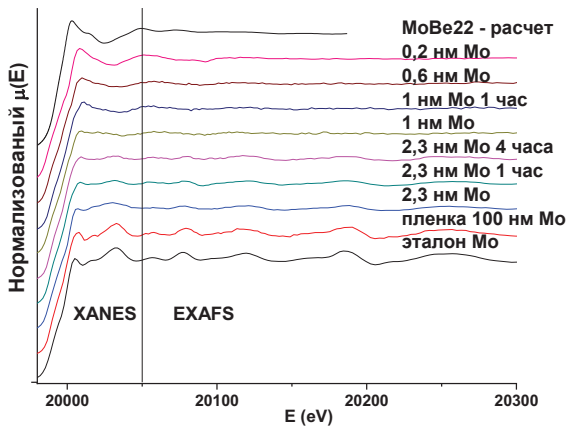


Рис. 1. XANES и EXAFS спектры многослойных периодических структур Mo/Be (0,2 нм, 0.6 нм, 1 нм и 2.3 нм Mo) в исходном состоянии и после отжига, тонкой пленки Mo, толщиной 100 нм и эталонна Mo

Таблица 1. Таблица межатомных расстояний и координационных чисел из EXAFS эксперимента.

Толщина Mo в образце, время отжига	Координационные оболочки	R, Å	Координационное число
0,2 нм	Mo-Be	2.54	4.0
0,6 нм	Mo-Be	2.60	3.5
1 нм	Mo-Be	2.61	3.8
1 нм, 1 час	Mo-Be	2.60	2.7
2,3 нм	Mo-Mo	2.69	3.4
	Mo-Mo	3.11	2.4
	Mo-Mo	4.36	2.4
2,3 нм, 1 час	Mo-Mo	2.69	3.2
	Mo-Mo	3.10	1.6
	Mo-Mo	4.40	2.8
2,3 нм, 4 часа	Mo-Mo	2.72	3.4
	Mo-Mo	3.13	2.3
	Mo-Mo	4.42	3.3
100 нм	Mo-Mo	2.71	5.9
	Mo-Mo	3.11	5.1
	Mo-Mo	4.40	12.0

Это свидетельствует о том, что при толщине Mo ~ 0.2 нм весь Mo перемешивается с Be, образуя перемешанную фазу, близкую по составу к MoBe22. При увеличении толщины Mo образуется смесь из пленки перемешанной зоны, близкой к MoBe22 и пленки чистого Mo, что доказывается смещением радиуса радиального распределения в сторону Mo и несоответствием спектров исследуемых образцов со спектрами бериллидов.

Образцы с $t(\text{Mo}) > 2,3$ нм обладают значениями радиусов координационных сфер, близкими к значениям эталонного Mo. После термического отжига, радиусы координационных сфер приближаются к эталонным значениям. Несоответствие координационных чисел к эталонным значениям мы связываем с большим количеством дефектов в тонкопленочных состояниях, которые уменьшаются после термического отжига, что подтверждается увеличением координационных чисел после отжига.

На картине рентгеновского фазового анализа от систем Mo/Be с толщинами Mo 0,2 нм и 0,6 нм в исходном состоянии и после термического отжига присутствует только голо, соответствующие Mo.

Выводы

В многослойных системах Mo/Be Mo и Be образуют перемешанный слой, близкий по составу к бериллиду MoBe22, но без образования химической связи. Толщина перемешанного слоя ~ 0,2 нм. При увеличении толщины Mo слой молибдена представляет собой смесь из слоя перемешанной фазы, близкой к MoBe22, толщиной ~ 0.2 нм и чистого Mo. При толщинах Mo более 2 нм микроструктура Mo в системе Mo/Be становится близкой к микроструктуре массивного Mo. Тонкопленочные системы обладают большим количеством дефектов, которые уменьшаются после термического отжига.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-02-00588 и №18-07-00633, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и нано-структур» ИФМ РАН

Литература

1. Svechnikov, M. V., Chkhalo N. I., Gusev S.A. et al. // Optics Express – 2018. – V.26.No.26. – P.33718-33731
2. Chernyshov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 603, 95–98, 2009.

Получение гладких высокоточных поверхностей методом механического притира

М.Н. Торопов^{*1}, А.А. Ахсахалян¹, М.В. Зорина¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, Ю.М. Токунов²

1 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

2 МФТИ, Институтский переулок, д.9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701

*toropov@ipm.sci-nnov.ru

Представлены методы и результаты доводки кварцевых оптических поверхностей, изготовленных традиционными методами с точностью $\lambda/50$ - $\lambda/10$, до уровня $\lambda/200$ - $\lambda/100$ с использованием разных порошков и суспензий с размерами полирующих частиц 0.05-0.5 мкм, и механического притира.

Введение

Оптическая промышленность, изготавливающая оптику для различных применений, обеспечивает точность формы поверхности на уровне $\lambda/20$ - $\lambda/10$, что приемлемо для сферических и плоских поверхностей, шлифовка-полировка которых происходит с помощью станков широко известными методами. По специальным заказам в лабораторных условиях могут изготавливать оптику до $\lambda/50$. При изготовлении асферической оптики точность формы поверхности значительно хуже ввиду использования специальных резцов, с помощью которых формируется заданная поверхность. Точность изготовления формы поверхности ограничена в первую очередь методами ее контроля.

В 2019 году в ИФМ РАН был запущен в работу оптический участок, основной задачей которого стоит получение гладких высокоточных поверхностей методом механического притира. Предполагается использовать подложки, изготовленные традиционными методами оптической промышленностью, и доводить их до уровня точностей $\lambda/200$ - $\lambda/100$. Основной базой для запуска данного участка послужило то, что в институте хорошо развита и совершенствуется метрология шероховатости поверхности во всем диапазоне пространственных частот шероховатостей. Для изучения высокочастотных и среднечастотных шероховатостей используется атомно-силовая микроскопия (АСМ) [1], а для изучения низкочастотных шероховатостей (формы поверхности) — безэталонный интерферометр с дифракционной волной сравнения (БЭИДВС) не требующий металлизации исследуемой поверхности [2].

В качестве экспериментального образца использовалось сферическое зеркало из плавленного кварца (диаметр \varnothing 100 мм, радиус кривизны $R_{кр} = 137.5$ мм, числовая апертура $NA \approx 0.36$), изготовленное на оптическом участке в ФИАН. Дальнейшая доводка зеркала производилась на нашем участке. Использовались порошки окиси церия и суспензии с размерами частиц 0.05 - 0.5 мкм.

Эксперимент

На рисунке 1 показаны результаты измерений формы поверхности сферического зеркала с помощью БЭИДВС до механического притира поверхности порошками ($PV = 75.1$ нм, $rms = 12.5$ нм).

Измерения шероховатости поверхности, сделанные на АСМ, показаны на рисунке 2. Эффективная шероховатость поверхности зеркала в высоко- и среднечастотном диапазонах составила $\sigma_{eff} = 0.75 \pm 0.05$ нм.

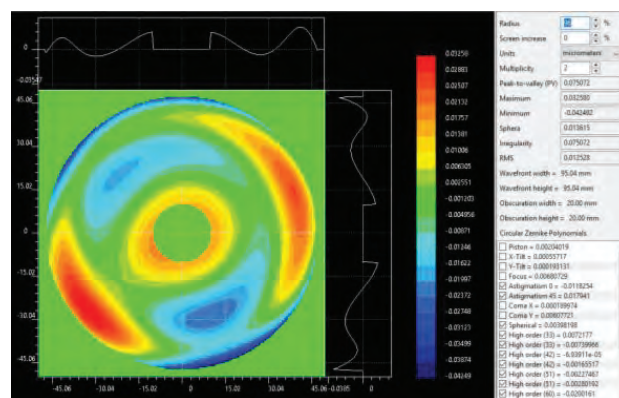


Рис. 1. Карта формы поверхности сферического зеркала ($PV = 75.1$ нм, $RMS = 12.5$ нм)

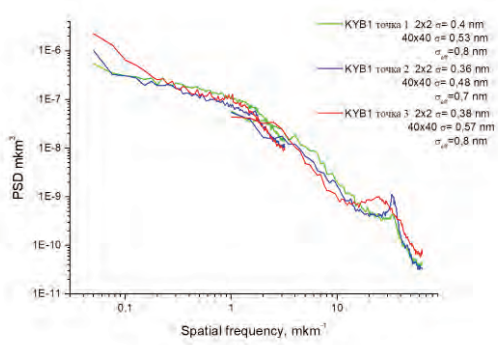


Рис. 2. PSD функция шероховатости зеркала ($\sigma_{eff} = 0.75 \pm 0.05$ нм)

Эксперименты по получению высокоточной поверхности методом механического притира начались с порошка с размерами частиц 0.5 – 1 мкм (марка Opaline), см. рисунок 3. Первые результаты полировки в течение 2 ч показали слабое улучшение формы поверхности ($rms = 7.4$ нм, $\sigma_{eff} = 0.65$ нм). Далее порошок заменялся на суспензию 300 нм (МФТИ, г. Долгопрудный), что позволило почти в 2 раза улучшить форму поверхности зеркала (лучшие результаты $rms = 3.9$ нм, $\sigma_{eff} = 0.34$ нм). Переход на суспензию 100 нм и проведение экспериментальных работ в течение 13ч30мин не позволил улучшить форму поверхности, при этом она незначительно ухудшилась (лучший результат $rms = 5.3$ нм). При этом АСМ измерения показали некоторое улучшение шероховатости зеркала (лучший результат $\sigma_{eff} = 0.27$ нм). Возврат к суспензии 300 нм позволил исправить форму поверхности ($rms = 3.6$ нм), при этом шероховатость зеркала ухудшилась ($\sigma_{eff} = 0.55$ нм).

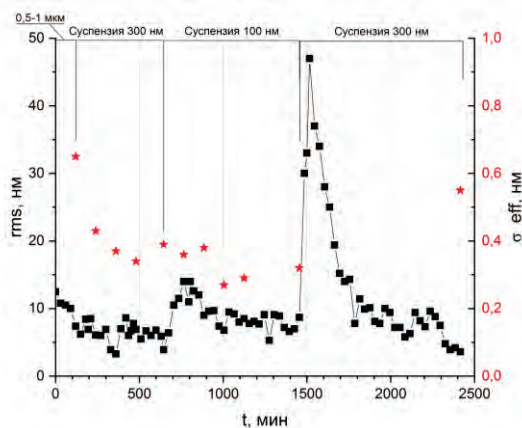


Рис. 3. Результаты доводки формы поверхности сферического зеркала методом механического притира порошком и суспензиями с размерами частиц 0.05 - 0.5 мкм

Как показали эксперименты, смена суспензий сопровождалась резким ухудшением формы поверхности, что на данный момент не имеет точного объяснения и требует дальнейшего изучения.

На рисунке 4 показаны результаты измерений формы поверхности сферического зеркала после его доводки методом механического притира, а на рисунке 5 лучшие результаты по шероховатости, полученные в ходе всего эксперимента.

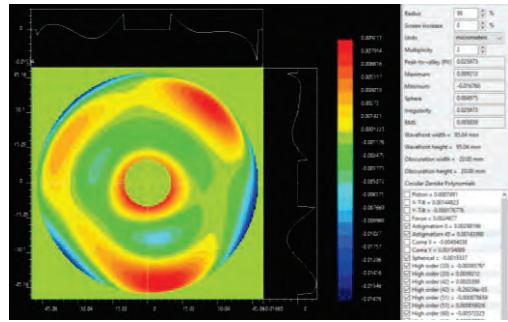


Рис. 4. Карта формы поверхности сферического зеркала после его доводки методом механического притира ($PV = 25.9$ нм, $RMS = 3.7$ нм)

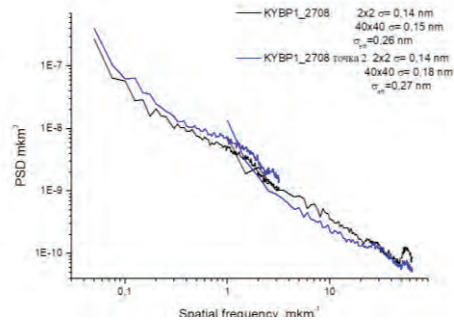


Рис. 5. PSD функция шероховатости зеркала ($\sigma_{eff} = 0.27$ нм), полученная в ходе эксперимента по доводке зеркала методом механического притира

Результаты

Удалось улучшить форму поверхности сферического зеркала до $\lambda/170$ и снизить шероховатость в 3 раза.

Работа поддержана РФФИ: 20-92-00364 и 18-07-00633.

Литература

1. N.I. Chkhalo, N. N. Salashchenko and M.V. Zorina // Rev. Sci. Instrum. V. 86, P. 016102 (2015).
2. Н.И. Чхало и др. // УФН. Т. 190 (1), с. 74 (2020).

Фотопэлектронная спектроскопия применительно к изучению формирования межслоевых областей в многослойных рентгеновских зеркалах

Е.О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д.1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

elenaofilatova@mail.ru

Изучены Si/[Mo/Be], Si[W/Be] и Si/[Mo/Si] МРЗ с/без буферных слоев (В₄С, Ве и Si). Установлено формирование на межфазовой границе двух типов бериллидов, характеризующихся разной стехиометрией и толщиной в зависимости от порядка следования основных Мо (W) и Ве слоев в МРЗ на основе бериллия, и силицида молибдена MoSi₂ разной толщины в зависимости от порядка следования основных Мо и Si слоев (в Si/[Mo/Si]). Введение буферного слоя во всех изученных зеркалах, в той или иной степени, ослабляет взаимодействие соседних слоев, тем самым уменьшая формирование бериллида/силицида. Показано, что величина пикового коэффициента отражения в наибольшей степени определяется границей легкий слой на тяжелом слое. Предполагается, что использование несколько более тяжелого материала буферного слоя по сравнению с легким слоем позволит достичь более высоких коэффициентов отражения.

Введение

Повышение коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) и продвижение их использования в коротковолновую область спектра тесно связаны с проблемой качества межслоевых областей. Для решения данной проблемы необходимо не только развивать технологические процессы роста МРЗ, обеспечивающие максимально резкие границы раздела слоев, но также применять передовые методы диагностики электронного и атомного строения многослойных тонкопленочных систем, обеспечивающие установление строения и протяженности переходных слоев. Сложности стандартных методов диагностики межслоевых областей особенно проявляются при анализе МРЗ из сверхтонких пленок, в которых в силу различия физико-химических свойств материалов, параметры верхних и нижних интерфейсов в периоде могут существенно различаться, что приводит к асимметрии границ раздела слоев (разной ширине переходных областей на гетерограницах). Необходимо применять методы, позволяющие выделять вклады от перемешивания материалов слоев, обусловленного взаимодиффузией и химическими реакциями, от истинно геометрических факторов, обусловленных шероховатостями.

Детали измерений

Были изучены Si/[Mo/Be], Si[W/Be] и Si/[Mo/Si] МРЗ с/без буферных слоев (В₄С, Ве и Si). Синтез

всех МРЗ с заданными параметрами проведен в Институте Физики Микроструктур РАН.

Результаты фотопэлектронной спектроскопии были получены на комплексном фотопэлектронном и растровом оже-электронном спектрометре Thermo Fisher Scientific Escalab 250Xi (Междисциплинарный ресурсный Центр по направлению "Физические методы исследования поверхности"), в НИЦ «Курчатовский институт» на Лабораторном модуле ЭСХА и в центре синхротронных исследований BESSY (Берлин) на экспериментальной установке НИКЕ. Результаты по рефлектометрии были получены в центре синхротронных исследований BESSY (Берлин) на станции "Reflectometer" канала "Optics beamline".

Обсуждение результатов

В данной работе был впервые применен комплексный подход, основанный на совместном использовании рентгеновской фотопэлектронной спектроскопии (РФЭС), в том числе фотопэлектронной спектроскопии высоких энергий, и рентгеновской рефлектометрии, к изучению межслоевой области в тонкопленочных МРЗ (Si/[Mo(2.2нм)/Ве(3.5нм)]_{x110}, Si/[W(1нм)/Ве(1.28нм)]_{x300} и Si/[Mo(3.1нм)/(Si 3.8нм)]_{x50}) и получена информация о ее химическом составе, структуре и протяженности, обусловленной перемешиванием слоев (взаимодиффузия и химическая реакция).

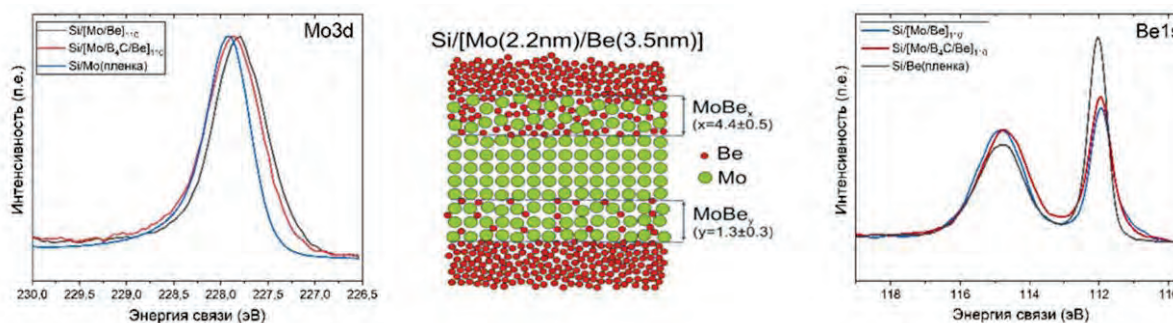


Рис. 1. Mo3d фотоэлектронные спектры систем Si/[Mo/Be]₁₁₀, Si/[Mo/B₄C/Be]₁₁₀ и пленки молибдена, с которой удален оксид (слева); Be1s фотоэлектронные спектры систем Si/[Mo/Be]₁₁₀, Si/[Mo/B₄C/Be]₁₁₀ и пленки бериллия, с которой удален оксид (справа); схематичное представление структуры Si/[Mo/Be]₁₁₀ (центр)

Методом фотоэлектронной спектроскопии были изучены состав и протяженность межфазовых границ в МРЗ. С целью выделения каждой границы в отдельности (в каждой из систем) были рассмотрены одно-, двух- и трехпериодные прямые (Si/[Mo/Be], Si/[W/Be] и Si/[Mo/Si]) и инверсные структуры (Si/[Be/Mo], Si/[Be/W] и Si/[Si/Mo]). Разложение измеренных фотоэлектронных спектров Be1s, Mo3d, W4f и Si2p обнаруживает присутствие в спектрах дополнительных пиков, обусловленных формированием бериллидов (в Si/[Mo/Be] и Si/[W/Be]) и силицидов (в Si/[Mo/Si]) на межфазовой границе. Интересно, что в МРЗ на основе бериллия обнаружено формирование двух типов бериллидов, характеризующихся разной стехиометрией и толщиной в зависимости от порядка следования основных Mo (W) и Be слоев [1]. В то время как, в Si/[Mo/Si] формируется силицид молибдена MoSi₂ разной толщины в зависимости от порядка следования основных Mo и Si слоев [2].

Изучена возможность влияния на параметры межфазовой границы, а, следовательно, на величину пикового коэффициента отражения и селективность МРЗ, путем введения тонкого буферного слоя между соседними слоями. В частности, изучено влияние тонких буферных слоев В₄С или Si, вставленных на межфазовых границах МРЗ на основе бериллия и слоев В₄С или Be, вставленных на межфазовых границах Si/[Mo/Si] МРЗ, на параметры зеркал.

Установлено, что буферный слой во всех изученных зеркалах, в той или иной степени, ослабляет взаимодействие соседних слоев, тем самым уменьшая формирование бериллида/силицида. При этом, совместное рассмотрение измеренных фотоэлектронных спектров и спектральных зависимостей коэффициента отражения МРЗ указывает на то, что на величину пикового коэффициента отражения в наибольшей степени влияет граница легкий слой на тяжелом слое.

В случае границы тяжелый слой на легком слое введение буферного слоя лишь незначительно улучшает межфазовую границу. Сопоставление качества интерфейсов на границе тяжелый слой на легком слое при использовании разных буферных слоев указывает на то, что несколько более тяжелый материал буферного слоя по сравнению с легким слоем позволяет достичь лучших результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №19-72-20125.

Литература

1. S.A. Kasatnikov, E.O. Filatova, S.S. Sakhonenkov *et al.* // *Journal of Physical Chemistry C*, V. 123, 25747 (2019).
2. S.S. Sakhonenkov, E.O. Filatova, A.U. Gaisin *et al.* // *Physical Chemistry Chemical Physics*, V. 21, 25002 (2019).

Применение итерационного алгоритма для коррекции локальных ошибок формы поверхности

А.К. Чернышев^{1, 2, *}, И.В. Малышев², А.Е. Пестов², Н.И. Чхало², М.С. Михайленко²

1 ННГУ им Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.23, Нижний Новгород, 603950.

2 Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

* aleksej_chernyshov@mail.ru

В работе предложен итерационный алгоритм решения задачи коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком. Алгоритм предполагает нахождение оптимального времени травления для каждого возможного положения ионного пучка относительно поверхности. Показано, что новый подход позволяет заметно расширить диапазон пространственных частот, поддающихся воздействию при заданном размере ионного пучка (по сравнению с ранее применявшейся ранее программой MIMMAD). Возможности метода продемонстрированы на реальной оптической поверхности с диаметром 100 мм и радиусом кривизны 137 мм. Демонстрируются достигнутые при помощи метода результаты.

Введение

В настоящее время активно развивается изображающая оптика коротковолнового излучения. Использование мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения позволяет существенно повысить разрешение оптических систем по сравнению с видимым диапазоном длин волн. Основными сферами применения рентгеновской оптики являются (ЭУФ) нанолитография, (МР) микроскопия, космическая рентгеновская астрономия. В качестве оптических элементов используются многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) нормального падения.

$$\delta x = k\lambda/NA \quad (\text{ф1})$$

Согласно критерию Рэлея (ф1), пространственное разрешение определяется в первую очередь длиной волны излучения. Чем короче длина волны, тем меньшие объекты могут быть разрешены. Однако для достижения дифракционного предела, при использовании коротковолнового излучения, поверхность зеркала должна соответствовать критерию Марешаля (ф2)

$$RMS \leq \lambda/14 \quad (\text{ф2})$$

который гласит, что оптическая система будет обеспечивать пространственное разрешение в соответствии с дифракционным пределом Рэлея, если качество поверхностей будет лучше, чем $\lambda/14$, где λ – рабочая длина волны света. В этом случае разрешение происходит по уровню интенсивности 0,5, что считается достаточным. Соответственно переход в диапазон длин волн мягкого рентгеновского и

экстремального ультрафиолетового диапазонов длин волн дает возможности с одной стороны существенно повысить пространственное разрешение оптических систем. А с другой стороны, короткая длина волны (2,0-13,5 нм.) накладывает высокие требования на качество оптических поверхностей. И если учесть, что длина волны составляет единицы нанометров, то точность формы оптической поверхности должна быть на уровне десятых долей нанометра! Эта задача решается при помощи коррекции локальных ошибок формы травлением малоразмерным пучком ускоренных ионов по заданной траектории.

«Итерационный» метод улучшения поверхности

Для расчёта траектории движения ионного пучка был разработан итерационный алгоритм коррекции локальных ошибок формы поверхности. Данный метод основывается на нахождении оптимального времени травления для всех возможных положений ионного пучка относительно поверхности. Коррекция формы в соответствии с рассчитанным временем травления должна приводить к улучшению поверхности. Будем оценивать изменение качества подложки, основываясь на критерии Марешаля, то есть будем снижать среднеквадратичное отклонение (ф3), до необходимого уровня.

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \leq \lambda/14 \quad (\text{ф3})$$

Где N - количество точек поверхности, x_i – значение ошибки, от идеальной поверхности в i -ой точке, \bar{x} – среднее значение ошибки. Опишем подроб-

нее процесс травления: За время T ионный пучок вытравливает профиль $F(r) = f(r) * T$ будем считать, что глубина съёма в точке r зависит только от расстояния до центра пучка, и от времени травления, что хорошо соотносится с экспериментом. Таким образом, ошибка в i -ой точке после травления запишется следующим образом (ф4)

$$\tilde{x}_i = x_i - \sum_{j=1}^N T_j * f(r(i, j)) \tag{ф4}$$

Можно видеть, что в такой записи учитывается съём материала за счёт всех пучков, профиль травления которых задевает рассматриваемую точку. Среднее значение ошибки после травления также изменится (ф5)

$$\bar{\tilde{x}} = \bar{x} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N T_j * f(r(i, j)) \tag{ф5}$$

Распишем формулу для RMS, учитывая, что было произведено травление в нескольких точках. Обратим внимание что RMS это корень от квадратичной функции от N переменных x_i и она может быть выражена через T_i (ф6)

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (A_{ij} T_i T_j + B_{ij} T_i + C_{ij})} \tag{ф6}$$

Таким образом, наша задача заключается в нахождении всех T_i таких, чтобы выполнялся критерий Маршала, и чтобы выполнялось условие $T_i > 0$.

Результаты расчёта

Для начала расчёта необходима карта поверхности и карта распределения пучка.

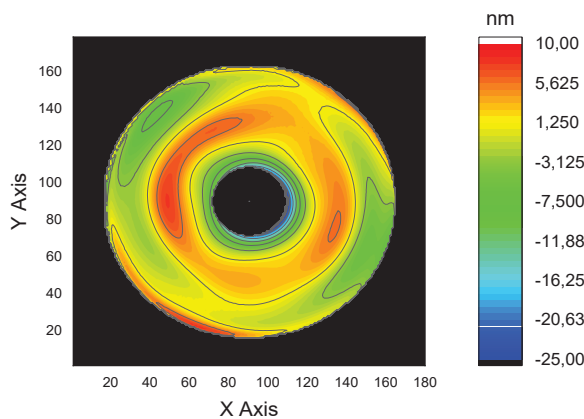


Рис. 1. Карта поверхности до травления

Рисунок 1 показывает карту поверхности до травления. Характеристики поверхности: RMS = 4,36 нм, PV = 37,5 нм

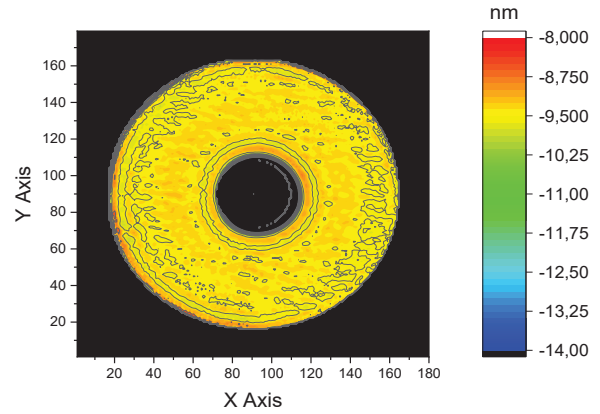


Рис. 2. Карта поверхности после травления. (расчётная)

Рисунок 2 показывает рассчитанную карту поверхности после травления. Характеристики поверхности: RMS = 1,16 нм, PV = 18 нм.

Можно видеть, что на краях зеркала не образуется резкого перепада высоты. Так называемая проблема края была решена с помощью расширения зоны, доступной для травления. [1]

Сравнение с используемым ранее подходом «MIMADD»

Таблица 1. Сравнение характеристик поверхностей.

	RMS	PV
Исходная поверхность	4,36 нм	37,5 нм
Итерационный алгоритм	1,16 нм	18 нм
MIMADD [2]	2,69 нм	32,9 нм

Можно видеть, что результаты, полученные с помощью представленного в работе метода существенно лучше результатов, полученных с помощью старого метода расчёта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: 18-32-00149мол_а, 18-07-00633 и программы РАН 0035-2018-0018.

Литература

1. A.K. Chernyshev , I. V. Malyshev , A. E. Pestov, and N. I. Chkhalo «Simulation of Local Error Correction of the Surface Shape by a Low-Dimensional Ion Beam» // Technical Physics, 2019, Vol. 64, No. 11, pp. 1560–1565.
2. N.I. Chkhalo, I.A. Kaskov, I.V. Malyshev *et al.* // Precision Engineering, V.48, pp.338–346 (2017).

Состояние дел и перспективы развития безмасочной нанолитографии на длине волны 13.5 нм

Н.И. Чхало, М.М. Барышева, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, И.В. Малышев, А.Е. Пестов, М.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Р.М. Смертин, М.Н. Торопов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород, 603950.

*chkhalo@ipmras.ru

Сообщается о проекте безмасочной литографии, развиваемой в ИФМ РАН. Основное внимание уделено динамической маске на основе матрицы управляемых микрозеркал (DMD – digital mask device). Приводятся результаты последних экспериментов по изучению физических характеристик выбранных DMD: свойства поверхности, модификация поверхности ионными пучками; работоспособности DMD после напыления многослойного Mo/Si/Be покрытия. На основе полученных экспериментальных результатов обсуждаются основные направления исследований по развитию этого инновационного метода нанолитографии.

Введение

Проекционная фотолитография является ключевой технологией современной микро(нано)электроники, определяя степень интеграции, скорость передачи данных и энергопотребление микросхем.

Основным недостатком проекционной литографии является то, что из-за высокой стоимости оборудования и дороговизны масок, на один чип может потребоваться набор масок, стоимостью до 10 М\$, она становится конкурентоспособной только при массовом производстве. Поэтому, поиск альтернативных методов литографии, обеспечивающих топологические нормы микросхем, как и традиционная фотолитография, но со слабой зависимостью стоимости литографического процесса от масштабов производства, является крайне актуальной проблемой.

В данной работе дается краткий обзор современных подходов к безмасочной литографии.

Подробно остановимся на безмасочной рентгеновской литографии на основе матрицы управляемых микрозеркал (DMD – digital mask device).

Основная часть доклада посвящена ключевой проблеме безмасочной рентгеновской литографии – это разработка DMD, отражающих EUV излучение.

Приводятся последние результаты, полученные авторами по этой проблеме, обсуждаются дальнейшие шаги по ее решению.

Безмасочная рентгеновская литография на основе DMD

Идея безмасочной рентгеновской литографии (БМРЛ) на основе DMD была предложена в [1]. Рисунок 1 иллюстрирует принцип, на котором основан метод. Излучение лазера фокусируется на мишени, формируя источник EUV (BEUV) излучения. Излучение собирается коллектором (Collector) на DMD, находящейся в предметной плоскости объектива. Изображение DMD в отраженных лучах с помощью проекционного объектива переносится на пластину с фоторезистом, установленную в плоскости изображения. Лучи отраженные от наклоненных зеркал не попадают в апертуру (Pupil) проекционного объектива, тем самым в соответствующем месте в плоскости изображения (Wafer) отсутствует свет. Наоборот, свет отраженный от неотклоненных микрозеркал формирует пиксель засветки. Таким образом, состояние микрозеркала формирует 1 пиксель изображения: “0” – отклоненное микрозеркало и “1” – исходное состояние микрозеркала. Таким образом, осуществляется аналог традиционной маски, только состояние маски может динамически изменяться за счет управления состоянием микрозеркал с помощью электрических сигналов.

Так как одновременно засвечивается только малая часть площади пластины, то засветка всей пластины осуществляется за счет согласованного движения сканера и включения/выключения микрозеркал DMD, синхронизованные с импульсами лазера.

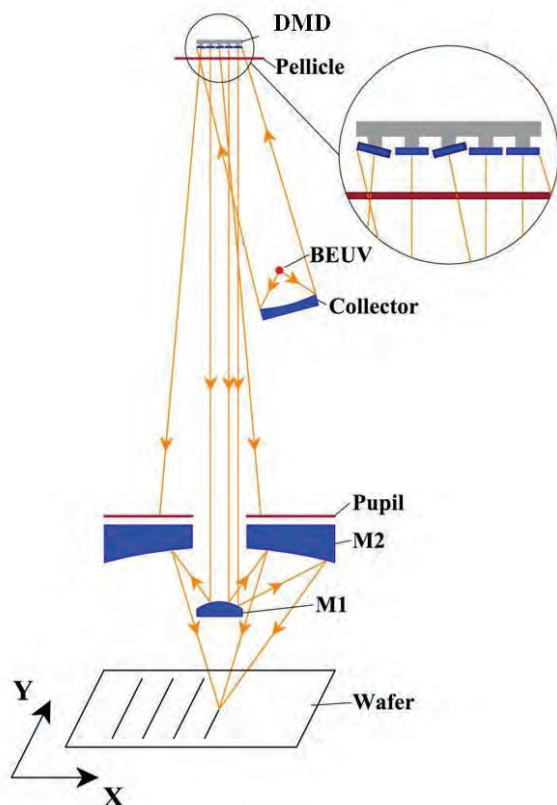


Рис. 1. Схема, поясняющая принцип работы БМРЛ

В [2] было показано, что с учетом имеющихся данных по эффективности источников EUV излучения и многослойных зеркал, производительность литографа по такой схеме может быть достаточно высокой, несколько пластин в час, что делает эту технологию крайне перспективной.

Проблемой, препятствующей широкому внедрению этой технологии является отсутствие DMD, отражающей EUV излучение.

DMD для EUV

Демонстрация возможности нанесения отражающих EUV излучение покрытий на DMD впервые была проведена в [3]. Было нанесено Mo/Si многослойное зеркало с антистрессным Cr/Sc многослойным покрытием, и был получен коэффициент отражения 40% на длине волны 13,5 нм при нор-

мальном падении. Этот результат был получен на экспериментальной DMD, без управляющего контроллера. Не была проверена возможность управления микрозеркалами после нанесения этих покрытий. В настоящее время эти DMD не производятся.

В данной работе, были исследована возможность создания DMD для EUV на базе коммерчески доступного чипа dlp6500fye от компании Texas Instruments. Матрица микрозеркал имеет размерность 1920×1080 пикселей, размер пикселя 7.6 мкм. Подробнее о чипе и контроллере можно найти в [4].

В докладе будут приведены экспериментальные данные по микрошероховатости и форме поверхности микрозеркал чипа. Описан метод, позволивший существенно улучшить микрошероховатость микрозеркал. Приведены результаты исследования стресса в Mo/Si/Be многослойных структурах и способ его компенсации. Приводятся результаты нанесения многослойных зеркал на микрозеркала и измеренные коэффициенты отражения на длине волны 13,5 нм. Обсуждается работоспособность DMD после всех стадий обработки: сьем защитного стекла, ионно-пучкова полировка и нанесение отражающего EUV излучение многослойного покрытия. Обсуждаются следующие шаги по разработке DMD для применений в опытной установке безмасочной рентгеновской литографии.

Работа поддержана российским фондом перспективных исследований, договор № 7/160/2019-2020 ав и, частично, РФФИ № 18-02-00173.

Литература

1. N. Choksi, D. S. Pickard, et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 17, 3047 (1999).
2. N.I. Chkhalo, et al. // Proc. of SPIE. V. 10224, 102241O (2016).
3. N. Chkhalo, et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. V. 35, 062002 (2017).
4. <http://www.ti.com/product/DLP6500FYE>

Содержание 2 тома

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

<i>Gorbenko I.V., Kachorovskii V.Yu., Knap W.</i> Current-driven optical response of plasmonic crystal: From dissipation to amplification	477
<i>Kocharovskiy V.I., Reynolds C.B., Kocharovskiy V.V.</i> Analytical theory of the structure, propagation, and nonadiabatic coupling of the eigenmodes in a lamellar optical grating	479
<i>Kukinova A.A., Ivin M.N., Trufanov A.N., Kaverin B.S., Bochkarev M.N.</i> Luminescence of organo-lanthanide complexes under x- and β -ray excitation	481
<i>Morozov S.V., Gavrilenko V.I., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., Utochkin V.V., Kulikov N.S., Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mikhailov N.N., Dvoretzkiy S.A., Teppe F., Sirtori C.</i> Stimulated emission in the range of 10-31 μm in heterostructures with HgTe/CdHgTe QWs with dielectric, plasmonic and «phonon» waveguides	483
<i>Neverov V.N., Klepikova A.S., Bogolubskii A.S., Gudina S.V., Shelushinina N.G., Turutkin K.V., Yakunin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzkiy S.A.</i> Anomalous phase shift of magnetooscillations in the HgTe quantum well with inverted energy spectrum.....	485
<i>Nguyen V.H., Novikov A.V., Shaleev M.V., Yurasov D.V., Gotoh K., Kurokawa Y., Usami N.</i> Impact of Ge deposition temperature on parameters of c-Si solar cells with textured surface obtained using SiGe islands as an etching mask	487
<i>Pavlov S.G., Pohl A., Shuman V.B., Portsel L.M., Lodygin A.N., Astrov Yu.A., Hübers H.-W.</i> Controlling rate of photothermal ionization in photoconducting spectra of selenium doped infrared silicon detector	489
<i>Rumyantsev V.V., Fokin A.P., Tani M., Furuya T., Afalla J., Ono Y., Fukunari M., Tatematsu Y., Kamiya R., Okamoto R., Maremyanin K.V., Glyavin M.Yu., Gavrilenko V.I., Morozov S.V.</i> Doubling of gyrotron radiation frequency due to nonlinear susceptibility in InP:Fe	491
<i>Usanov D.A., Nezhdanov A.V., Kudryashov M.A., Zhukov A.O., Ferrari M., Mashin A.I.</i> Photoluminescence of As-S films, doped with Yb ³⁺ ions	495
<i>Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путьато М.А., Васев А.В., Есин М.Ю., Лошкарёв Д.И., Комков О.С., Фирсов Д.Д., Преображенский В.В.</i> Влияние условий зарождения на свойства слоев GaSb/Si(001) при молекулярно-лучевой эпитаксии.....	497
<i>Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путьато М.А., Семягин Б.Р., Голяшов В.А., Бакаров А.К., Лошкарёв Д.И., Есин М.Ю., Гутаковский А.К., Преображенский В.В.</i> Искусственные подложки GaAs/Si как база кремниевой фотоники.....	499
<i>Акимов А.Н., Ахундов И.О., Ищенко Д.В., Климов А.Э., Неизвестный И.Г., Пащин Н.С., Супрун С.П., Терещенко О.Е., Шерстякова В.Н.</i> Знакопеременная фотопроводимость в пленках PbSnTe:In в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом	501
<i>Алешкин В.Я., Антонов А.В., Дубинов А.А., Морозов С.В., Румянцев В.В.</i> Оже-рекомбинация в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe	503
<i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А.</i> Влияние параметров квантовой ямы на зависимость частоты от волнового вектора двумерных плазмонов.....	505
<i>Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Шашкин В.И., Лобаев М.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Богданов С.А.</i> Транспортные свойства эпитаксиальных слоев алмаза, легированных фосфором.....	507
<i>Афоненко А.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В.</i> Анализ фононных мод и электрон-фононного взаимодействия в квантово-каскадных лазерных гетероструктурах	509
<i>Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Чернопицкий М.А.</i> Антистоксова люминесценция подвешенной пленки InSe	511
<i>Баглов А.В., Хорошко Л.С.</i> Электронная структура диоксида титана с поверхностными кислородными вакансиями	513
<i>Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Круглов А.В., Некоркин С.М., Новиков А.В., Реунов Д.Г., Юрасов Д.В.</i> Гетероструктуры с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенные на подложках Ge/Si методом МОС-гидридной эпитаксии	515
<i>Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Заславский В.Ю., Егорова Е.Д.</i> О возможности вертикального вывода излучения в гетеролазерах с двумерной распределенной обратной связью	517

<i>Бекин Н.А.</i> Многофононная релаксация состояний $1s(T_2)$ однократно ионизованных двойных доноров серы и селена в кремнии.....	519
<i>Бельков В.В., Otteneder M., Будкин Г.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Козлов Д.А., Тарасенко С.А., Dmitriev I.A., Ganichev S.D.</i> Терагерцовый циклотронный резонанс в толстых $Cd_xHg_{1-x}Te$ пленках: роль топологических состояний	521
<i>Беляков В.А., Макарец И.В., Фефелова Е.Л., Ревин М.В., Фефелов А.Г., Петрякова Е.В., Кудряшова Ю.П., Сидорова Н.В.</i> Влияние второго рецесса на характеристики рНЕМТ транзисторов на подложке GaAs	522
<i>Бибикина В.В., Забавичев И.Ю., Козлов В.А., Оболенский С.В., Потехин А.А., Пузанов А.С.</i> Особенности оценки эквивалентности лазерных методов имитации воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства на субмикронные элементы интегральных схем.....	524
<i>Будкин Г.В., Махов И.С., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е.</i> Изменение диэлектрической проницаемости квантовых ям при протекании постоянного тока	526
<i>Винославский М.М., Белёвский П.А., Порошин В.Н., Вайнберг В.В., Пилипчук А.С., Байдусь Н.В.</i> Влияние ширины барьера между двойными квантовыми ямами GaAs/InGaAs/GaAs на биполярный транспорт и ТГц-излучение в латеральном электрическом поле	528
<i>Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Лесников В.П., Нежданов А.В., Планкина С.М.</i> Исследование углеродных слоев методом конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния.....	530
<i>Волков В.А., Заболотных А.А.</i> Свойства частично экранированных 2D плазмонов для затвора в форме диска	532
<i>Волкова Н.С., Горшков А.П., Труфанов А.Н., Вихрова О.В., Истомин Л.А., Левичев С.Б.</i> Исследование дефектообразования в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs при нейтронном облучении методами фотоэлектрической и фотолюминесцентной спектроскопии	533
<i>Галеева А.В., Казаков А.С., Иконников А.В., Артамкин А.И., Белов Д.А., Рябова Л.И., Volobuev V.V., Springholz G., Хохлов Д.Р.</i> Фотоэлектромагнитный эффект в топологических кристаллических изоляторах Pb_xSn_xTe	535
<i>Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Особенности транспорта в топологической фазе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в условиях терагерцового фотовозбуждения.....	537
<i>Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Заславский В.Ю.</i> Дифракционная селекция мод в полупроводниковом лазере с планарной брэгговской структурой конечной ширины	539
<i>Горюнов Ю.В.</i> Проблемы получения эндоэдральных наноструктур $HoFe@C60$ и пути их преодоления	541
<i>Гудина С.В., Савельев А.П., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Звонков Б.Н.</i> Интерференционный вклад от обменного электрон-электронного взаимодействия в проводимость гетероструктур InGaAs/GaAs	543
<i>Данилов Ю.А., Ведь М.В., Вихрова О.В., Дикарева Н.В., Дроздов М.Н., Звонков Б.Н., Ковальский В.А., Кудрин А.В., Лесников В.П., Юнин П.А., Андреев А.М.</i> Углеродные пленки, полученные импульсным лазерным методом, и их влияние на свойства GaAs структур.....	545
<i>Демидов Е.С., Ефимов А.Д., Абросимов А.С., Карзанов В.В., Демидова Н.Е., Нежданов А.В.</i> Влияние скважности импульсного формирования пористого кремния на его люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства	547
<i>Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Данилов Ю.А., Iikawa F., Valanta M.A.G.</i> Фотолюминесценция с разрешением по времени в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaAs:Cr/GaAs.....	549
<i>Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Ускова Е.А., Болдин М.С., Ланцев Е.А., Попов А.А., Трушин В.Н.</i> Получение и термоэлектрические свойства наноструктурированного материала на основе SiGe с примесью Sb	551
<i>Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Ускова Е.А., Болдин М.С., Попов А.А., Ланцев Е.А., Трушин В.Н.</i> Формирование наноструктур Ge_xSi_{1-x} методом электроимпульсного плазменного спекания.....	553
<i>Дроздов Ю.Н., Краев С.А., Охапкин А.И., Данильцев В.М.</i> Особенности газофазной эпитаксии GaAs на непланарных подложках.....	555
<i>Дубинов А.А., Аleshкин В.Я.</i> Модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона.....	557
<i>Дурнев М.В.</i> Краевые фототоки в системах с двумерным электронным газом.....	559
<i>Дьяков С.А., Степихова М.В., Новиков А.В., Яблонский А.Н., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г.</i> Высокодобротные оптические резонансы в периодических структурах с кремний-германиевыми квантовыми точками.....	561

<i>Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Горшкова А.Г., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Гусев Н.С.</i> Инверсный спиновый эффект Холла и анизотропный магнитно-резистивный эффект в $\text{Pn}/\text{n-Si:Bi}$, индуцированные ФМР.....	563
<i>Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Матвеева Е.А., Абросимов Н.В.</i> Поведение доноров лития в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$	565
<i>Ежевский А.А., Гусейнов Д.В., Сухоруков А.В., Матвеева Е.А., Абросимов Н.В.</i> Поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}\text{Si}_{1-x}^{72}\text{Ge}_x$	567
<i>Есин М.Ю., Никифоров А.И., Дерябин А.С., Тимофеев В.А.</i> Исследование движения ступеней при эпитаксии Si и Ge на поверхности Si(100).....	569
<i>Жолудев М.С., Куликов Н.С., Козлов Д.В., Морозов С.В.</i> Расчёт волновых функций резонансных состояний вакансий ртути в узкозонных твёрдых растворах HgCdTe	571
<i>Жукавин Р.Х., Павлов С.Г., Pohl A., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Deftann N., Абросимов Н.В., Rietmann H., Hübers H.-W., Шастин В.Н.</i> Перестройка спектра терагерцового стимулированного излучения при внутрицентровом возбуждении одноосно деформированного Si:Bi.....	573
<i>Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Влияние потенциала рассеяния носителей заряда на радиационных дефектах на изменение подвижности в GaAs короткоканальных транзисторных структурах после нейтронного воздействия.....	575
<i>Заболотных А.А., Волков В.А.</i> Плазмоны и магнитоплазмоны в ограниченной двухслойной электронной системе.....	577
<i>Заболотных А.А., Волков В.А.</i> 2D магнитоплазмон-поляритоны в металлическом волноводе.....	579
<i>Загороднев И.В., Родионов Д.А., Заболотных А.А.</i> Влияние эффектов запаздывания на плазменные моды 2D диска.....	581
<i>Зайнагудинов А.Р., Тележников А.В.</i> Электронные состояния в полупроводниковых гетеропереходах со спин-орбитальным взаимодействием общего вида.....	583
<i>Зайцев А.В., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г., Нежданов А.В., Сычев С.М., Кузьмин М.Ю., Кудрин А.В., Филатов Д.О., Трушин В.Н.</i> Низкотемпературный эпитаксиальный рост методом HWCVD слоев $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ с высоким содержанием Sn (до $x = 0,1$).....	585
<i>Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Демина П.Б., Дроздов М.Н., Здоровейщев А.В., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Антонов И.Н., Планкина С.М., Темиряева М.П.</i> Формирование углеродных слоев методом термического разложения CCl_4 в реакторе МОС-гидридной эпитаксии.....	587
<i>Звонков Б.Н., Вихрова О.В., Дикарева Н.В., Самарцев И.В., Некоркин С.М., Дубинов А.А.</i> Мощные GaAs лазерные диоды с выходом излучения через подложку.....	589
<i>Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В., Смагина Ж.В., Новиков А.В., Двуреченский А.В.</i> Моделирование плазмонного усиления излучения Ge(Si) квантовых точек в гибридных структурах с наночастицами серебра.....	591
<i>Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Антонов И.Н.</i> Исследование гетерограницы $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)/\text{TiN}$	593
<i>Иконников А.В., Дудин В.С., Артамкин А.И., Акимов А.Н., Климов А.Э., Терещенко О.Е., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Кинетика релаксации фотопроводимости эпитаксиальных пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$	595
<i>Иоселевич А.С., Пещереико Н.С.</i> Сопротивление квазиодномерных систем со слабым беспорядком вблизи особенностей Ван Хофа.....	597
<i>Кавеев А.К., Голяшов В.А., Терещенко О.Е., Естунин Д.А., Schwier E.F.</i> Раскрытие энергетической щели в области точки Дирака при осаждении кобальта на поверхность (0001) топологического изолятора BiSbTeSe_2	599
<i>Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Нелокальный фотоотклик в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром в терагерцовом спектральном диапазоне.....	601
<i>Казанцев Д.М., Хорошилов В.С., Альперович В.Л., Soureau C., Drouet M.</i> Кинетика антипересечения вицинальных и дислокационно-индуцированных атомных ступеней на поверхностях кристаллов.....	603
<i>Климов А.Э., Акимов А.Н., Ахундов И.О., Голяшов В.А., Горшков Д.В., Ищенко Д.В., Матюшенко Е.В., Неизвестный И.Г., Сидоров Г.Ю., Супрун С.П., Тарасов А.С., Эпов В.С., Терещенко О.Е.</i> Особенности МДП-структур на основе изолирующих пленок $\text{PbSnTe}:\text{In}$ с составом вблизи инверсии зон, обусловленные их сегнетоэлектрическими свойствами.....	605
<i>Клочков А.Н., Климов Е.А., Зайцев А.А., Галиев Г.Б., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р.</i> Морфология поверхности и электронные свойства Si-легированных эпитаксиальных пленок GaAs на подложках GaAs (110).....	607
<i>Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Чопорова Ю.Ю., Шастин В.Н.</i> Времена релаксации и инверсия населенностей возбужденных состояний доноров As в германии.....	609
<i>Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Куликов Н.С., Уточкин В.В., Разова А.А., Гавриленко В.И.</i> Рекомбинация электронов и дырок в гетероструктурах HgTe/CdTe с квантовыми ямами через состояния вакансий ртути.....	611

<i>Корякин А.А., Кукушкин С.А., Котляр К.П., Убийвовк Е.Д., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.</i> Низкотемпературный рост Au-каталитических нитевидных нанокристаллов арсенида индия	613
<i>Кочиев М.В., Акмаев М.А., Белых В.В., Дулебо А.И., Пугачев М.В., Кунцевич А.Ю.</i> Динамика фотолюминесценции одно- и двухатомных слоев дихалькогенидов переходных металлов	615
<i>Криштопенко С.С., Бовкун Л.С., Иконников А.В., Маремьянин К.В., Алешкин В.Я., Кадыков А.М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Piot В.А., Potemski M., Orlita M., Gebert S., Ruffenach S., Consejo C., Torres J., Avogadri C., Jouault V., Кнар W., Terpe F., Гавриленко В.И.</i> Коллективные эффекты в спектрах магнито-поглощения квантовых ям HgTe/CdHgTe	617
<i>Крыжановская Н.В., Моисеев Э.И., Максимов М.В., Блохин С.А., Кулагина М.М., Гусева Ю.А., Минтаилов С.А., Калюжный Н.А., Зубов Ф.И., Жуков А.Е.</i> Характеристики высокочастотной модуляции микродисковых лазеров на основе InGaAs/GaAs квантовых ям-точек	619
<i>Кудрин А.В., Лесников В.П., Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Дорохин М.В., Демина П.Б., Павлов Д.А., Кузнецов Ю.М.</i> Высокотемпературный внутренний ферромагнетизм в слоях GaAs, сильно легированных Fe	623
<i>Кудрин А.В., Лесников В.П., Павлов Д.А., Усов Ю.В., Милин В.Е.</i> Ферромагнитные полупроводники на основе тройных твердых растворов InGaSb, InAlSb, GaAlSb, сильно легированных Fe	625
<i>Кудрявцев К.Е., Алешкин В.Я., Румянцев В.В., Фадеев М.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</i> Процессы межзонной рекомбинации и стимулированное излучение в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe диапазона 3-5 мкм	627
<i>Кузнецова И.А., Савенко О.В., Кузнецов П.А.</i> Влияние граничных условий на высокочастотную электропроводность тонкого проводящего слоя в продольном магнитном поле	629
<i>Кузнецова М.С., Соколов П.С., Петров М.Ю., Кавокин К.В., Вербин С.Ю., Герловин И.Я., Яковлев Д.Р., Bayer M.</i> Времена ядерной спиновой релаксации в n-GaAs	631
<i>Кузнецова М.С., Шамирзаев Т.С., Кавокин К.В., Смирнов Д.С., Rautert J., Яковлев Д.Р., Bayer M.</i> Сверхтонкое взаимодействие в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs	633
<i>Кукушкин В.А., Лобаев М.А., Богданов С.А., Радищев Д.Б., Степанов А.Н., Краев В.А., Охупкин А.И., Архипова Е.А., Здороевичев А.В., Чунин И.И., Ведь М.В.</i> Фотодетектор ближнего инфракрасного и видимого диапазонов длин волн на осажденном из газовой фазы алмазе	635
<i>Кулаковский В.Д., Демнев А.А., Гаврилов С.С., Щербаков А.В., Yaremkevich D.D., Kukhtaruk S.M., Yakovlev D.R., Bayer M.</i> Сверхбыстрое акустическое переключение резонансно накачиваемой экситон-поляритонной системы в бистабильном режиме	637
<i>Куликов Н.С., Жолудев М.С., Уточкин В.В., Румянцев В.В., Морозов С.В.</i> Расчет порога ожереккомбинации в узкозонных гетероструктурах на основе HgCdTe	639
<i>Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г., Чижевский Е.Г., Банников М.И.</i> Симметрия магнитосопротивления в плоскости слоев халькогенидов висмута	641
<i>Ладугин М.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Рябоштан Ю.Л., Падалица А.А., Мармалюк А.А., Воронцов В.А., Орлова А.Н., Усов Ю.В., Павлов Д.А.</i> Гетероструктуры GaInP/GaAs с напряженно-растянутыми квантовыми ямами InGaAsP	643
<i>Ларионов А.В., Степанец-Хуссейн Э., Кулик Л.В.</i> Наблюдение фазового перехода в частично поляризованной по спину двумерной электронной системе	645
<i>Ларионов А.В., Степанец-Хуссейн Э., Кулик Л.В.</i> Особенности когерентной спиновой динамики двумерного электронного газа в режиме Холловского ферромагнетика	647
<i>Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Красильникова Л.В., Юнин П.А., Бушуйкин П.А., Скороходов Е.В., Калинин М.А., Яблонский А.Н., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Спектры, кинетика рекомбинации носителей и усиление в гетероструктурах с активными слоями InN, выращенными методом МПЭ ПА	649
<i>Лукошкин В.А., Калевич В.К., Седов Е.С., Hatzopoulos Z., Savvidis P.G., Кавокин А.В.</i> Дробный орбитальный угловой момент в серповидном конденсате экситонных поляритонов	651
<i>Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д., Тиходеев С.Г.</i> Стимулированное излучение циркулярно-поляризованного света в хиральном полупроводниковом микрорезонаторе с электрической накачкой	653
<i>Маремьянин К.В., Морозов С.В., Цырлин Г.Э., Резник Р.Р., Щаврук Н.В., Хабибуллин Р.А., Гавриленко В.И., Жуков А.Е.</i> Переключение частоты излучения терагерцового квантового каскадного лазера при изменении поляриности смещения	655
<i>Мармалюк А.А., Багаев Т.А., Данилов А.И., Коняев В.П., Кричевский В.В., Курняк Ю.В., Ладугин М.А., Лобинцов А.В., Падалица А.А., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Сапожников С.М., Симанков В.А., Слипченко С.О.</i> Многопереходная туннельно-связанная гетероструктура для вертикально интегрированного лазера-тиристора с двумя излучающими областями	657

<i>Мизеров А.М., Тимошнев С.Н., Шубина К.Ю., Lipsanen H., Kim Yu., Убийвовк Е.В., Буравлев А.Д.</i> Эволюция прорастающих дислокаций при МПЭ ПА синтезе слоев GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al ₂ O ₃	659
<i>Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Иванов С.В., Соловьев В.А., Чернов М.</i> Магнито-междозонные осцилляции в структурах с двумерным электронным газом при сильном спин-орбитальном взаимодействии: HgTe, InGaAs	661
<i>Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Швец В.А., Алешкин В.Я.</i> Структуры с множественными Cd _x Hg _{1-x} Te (x ≤ 0.1) квантовыми ямами: рост и характеристика	663
<i>Михайлова А.М., Ревин А.А., Конаков А.А., Шастин В.Н.</i> Электронные состояния мелких доноров в германии: учет короткодействующего потенциала	665
<i>Мишин А.В., Селезнев А.Ф., Кочаровская Е.Р., Корюкин И.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.</i> Биения сверхизлучательных мод как параметрический механизм синхронизации квазиэквидистантных мод гетеролазера: Анализ спектра горячих мод и динамического спектра генерации	667
<i>Морозов М.Ю., Попов В.В., Фатеев Д.В.</i> Электрическое переключение между бегущей и стоячей плазменными волнами в периодической графеновой структуре	669
<i>Морозов М.Ю., Рыжий В.И., Попов В.В., Лейман В.Г., Фатеев Д.В.</i> Усиление терагерцовых плазменных волн в графене с диффузионной накачкой из узкозонного полупроводника с градиентом запрещенной зоны	671
<i>Морозов С.В., Румянцев В.В., Маремьянин К.В., Курицын Д.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Фокин А.П., Паршин В.В., Глявин М.Ю., Денисов Г.Г.</i> Исследование полупроводниковых зеркал для формирования сверхмощных импульсов микроволнового излучения	673
<i>Морозова Е.А., Перов А.А., Рульков А.С.</i> Квантование угла Фарадея в двумерном электронном газе двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток в присутствии спин-орбитального взаимодействия и перпендикулярного магнитного поля	675
<i>Нежданов А.В., Усанов Д.А., Кудряшов М.А., Мишин А.И.</i> Структура и фотолюминесценция плёнок сульфида мышьяка, модифицированных непрерывным лазерным излучением	677
<i>Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Самарцев И.В., Ершов А.В., Афоненко А.А., Ушаков Д.В.</i> Многоямный InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазер с InGaP блокирующим слоем в окрестности активной области	679
<i>Николаев С.Н., Чернопицкий М.А., Савин К.А., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Багаев В.С.</i> Экситонные состояния прямого и непрямого края фундаментального поглощения в бислоях WSe ₂	681
<i>Никольская А.А., Королев Д.С., Конаков А.А., Михайлов А.Н., Белов А.И., Муртазин Р.И., Павлов Д.А., Мухаматчин К.Р., Марычев М.О., Тетельбаум Д.И.</i> Изучение природы фотолюминесценции при 1235 нм в кремнии при облучении кремния и системы SiO ₂ /Si тяжелыми ионами	683
<i>Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Алешкин В.Я., Бушуйкин П.А., Андреев Б.А., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Яблонский А.Н., Красильник З.Ф.</i> Влияние концентрации сурьмы на энергию оптических переходов в слоях n-Ge	685
<i>Оболенский С.В., Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Пузанов А.С., Григорьева Н.Н.</i> Анализ нелинейных искажений сигналов в полевых транзисторах с 2D газом до и после воздействия нейтронов	687
<i>Охалкин А.И., Юнин П.А., Архипова Е.А., Краев С.А., Королев С.А., Дроздов М.Н., Шашкин В.И.</i> Формирование омических контактов к слою алмазоподобного углерода, осажденному на изолирующую алмазную подложку	689
<i>Павельев Д.Г., Дюков Д.И., Фефелов А.Г., Оболенская Е.С., Коротков А.В., Оболенский С.В.</i> Сравнение эффективности перспективных гетероструктурных умножительных диодов ТГц диапазона частот	691
<i>Павлов Д.А., Кривулин Н.О., Кочугова Е.С., Сушков А.А.</i> Методика формирования однородных по толщине структур Si _x Ge _{1-x} на больших подложках	693
<i>Панкин П.С., Ву Б.-Р., Янг Ж.-Х., Чен К.-П., Тимофеев И.В., Садреев А.Ф.</i> Связанные состояния в континууме в одномерной фотонике	695
<i>Перетокин А.В., Дьяков С.А., Сергеев С.М., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Новиков А.В., Степихова М.В.</i> Роль неидеальности решетки в люминесцентном отклике 2D фотонных кристаллов, сформированных на структурах с наноструктурами Ge(Si)	697
<i>Плиговка А.Н., Юнин П.А., Горох Г.Г., Королёв С.А., Гоца А.В., Скороходов Е.В.</i> Формирование, морфология и состав массивов зародышей наностолбиков анодного оксида ниобия	699
<i>Покровский В.Я., Никитин М.В., Фролов А.В., Орлов А.П., Зыбцев С.Г.</i> Фазовый переход волны зарядовой плотности при одноосном растяжении вискерсов TaS ₃ и его трансформация при низких температурах	701
<i>Полищук О.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.</i> Особенности затухания и усиления терагерцовых плазмонных мод в графене с учетом пространственной дисперсии	703
<i>Попов В.П., Антонов В.А., Леушин А.Н., Тихоненко Ф.В., Тарков М.С., Мяконьких А.В., Руденко К.В., Лукичев В.Ф.</i> 2G FeFET транзисторы на КНИ структурах для нейросетевых интегральных схем	705

<i>Попов В.Г., Криштон В.Г., Тарелкин С.А., Корель И.И.</i> Комбинационное рассеяние квазиоднофотонных импульсов в оптоволокне с накачкой	707
<i>Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Транспорт носителей заряда в полупроводниковых элементах с одиночными кластерами радиационных дефектов	709
<i>Похабов Д.А., Позосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А.</i> Электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах	711
<i>Пручкина А.А., Аминев Д.Ф., Гладилин А.А., Ченцов С.И., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Николаев С.Н., Чернопицкий М.А., Калинушкин В.П.</i> Новые люминесцентные центры с участием собственных точечных дефектов в ZnSe:Fe	713
<i>Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Разогрев и релаксация энергии электронно-дырочного газа в треке заряженной частицы высокой энергии	715
<i>Резник Р.Р., Котляр К.П., Кукушкин С.А., Крыжановская Н.В., Цырлин Г.Э.</i> Нетривиальные явления при МПЭ синтезе нитридных и других III-V наноструктур на подложках кремния и SiC/Si	717
<i>Ремесник В.Г., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Алешкин В.Я.</i> Оптические и фотоэлектрические свойства множественных $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \leq 0.1$) квантовых ям	719
<i>Родионов Д.А., Загороднев И.В., Заболотных А.А., Волков В.А.</i> Микроволновое поглощение «темными» плазменными модами в диске	721
<i>Рыков А.В., Денисов С.А., Шенгуров В.Г., Байдусь Н.В., Бузынин Ю.Н.</i> Диодные структуры с p-n-переходом GaAs на подложках Ge/Si(100)	723
<i>Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Светогоров В.Н., Ладугин М.А., Падалица А.А., Лобинцов А.В., Сапожников С.М., Курносков В.Д., Романцевич В.И., Курносков К.В., Багаева О.О., Иванов А.В.</i> Гетероструктура AlGaInAs/InP с одномерным фотонным кристаллом для полупроводниковых лазеров с узкой диаграммой направленности	725
<i>Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А., Неизвестный И.Г., Латышев А.В., Асеев А.Л.</i> Квантовая информатика с одиночными атомами и фотонами	727
<i>Самарцев И.В., Некоркин С.М., Зонков Б.Н., Кудрявцев К.Е., Вихрова О.В., Здоровейцев А.В., Дикарева Н.В.</i> Применение дискретных метаморфных буферных слоев для формирования длинноволновых фотодиодов на подложке GaAs	729
<i>Сибирев Н.В., Бердников Ю.С., Сибирев В.Н.</i> Формирование A3B5 нитевидных нанокристаллов в метастабильной кристаллической фазе: роль упругих напряжений	731
<i>Синев И.С., Комиссаренко Ф.Э., Иорш И.В., Пермьяков Д.В., Самусев А.К., Богданов А.А.</i> Диэлектрические наноантенны для управления поверхностными плазмон-поляритонами	733
<i>Слипченко С.О., Подоскин А.А., Соболева О.С., Гаврина П.С., Багаев Т.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Симаков В.А., Пихтин Н.А.</i> Генерация нс и суб-нс мощных лазерных импульсов с использованием многопереходных AlGaAs/GaAs гетероструктур с электрической бистабильностью	735
<i>Слипченко С.О., Соболева О.С., Пихтин Н.А.</i> Эффекты ограничения пиковой оптической мощности полупроводниковых лазеров при сверхвысоких уровнях возбуждения	737
<i>Смагина Ж.В., Степихова М.В., Зиновьев В.А., Родякина Е.Е., Ненашев А.В., Армбристер В.А., Кучинская П.А., Яблонский А.Н., Новиков А.В., Двуреченский А.В.</i> Самоорганизация упорядоченных групп Ge(Si) квантовых точек на структурированной поверхности Si и их люминесцентные свойства	739
<i>Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Асрян Л.В.</i> Температурная зависимость характеристик полупроводниковых лазеров на квантовых ямах	741
<i>Соломникова А.В., Зубков В.И., Лукашкин В.А., Кузнецов А.С.</i> Исследования высокотемпературной прыжковой проводимости в алмазе, легированном бором, методом совместного частотно-температурного анализа	743
<i>Сресели О.М., Берт Н.А., Неведомский В.Н., Андреев Б.А., Яблонский А.Н., Нежданов А.В., Кузякин Я.Д., Ершов А.В.</i> Модификация отжигом структурных и оптических свойств многослойных нанопериодических структур $Al_2O_3/Ge/Si$, полученных электронно-лучевым испарением	745
<i>Степихова М.В., Дьяков С.А., Ермаков О.Е., Яблонский А.Н., Сергеев С.М., Юрасов Д.В., Гиппиус Н.А., Богданов А.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Особенности зонной структуры и резонансные явления, наблюдаемые в люминесцентном отклике фотонных кристаллов с наноостровками Ge(Si)	747
<i>Сушков А.А., Павлов Д.А., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю.</i> Структурные свойства слоя Ge, выращенного на гетероструктуре Si/SiO ₂ /Si(100) методом «горячей проволоки»	749
<i>Сычев С.М., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Кудрин А.В., Алябина Н.А., Трушин В.Н., Окулич В.И., Зайцев А.В., Филатов Д.О., Титова А.М., Бузынин Ю.Н.</i> Высококачественные эпитаксиальные слои Ge/Si(001) in situ легированные атомарными потоками Ga и Sb	751
<i>Третьяков И.В., Светодух С.С., Перепелица А.С., Каурова Н.С., Шураков А.С., Рябчун С.А., Смирнов М., Овчинников О., Гольцман Г.Н.</i> Детектор ИК-диапазона основанный на гетероструктуре Ag ₂ S квантовые точки/кремний	753

Трухин В.Н., Мустафин И.А., Гаврилова П.Г., Kusmartsev F.V., Kusmartseva A., Liu Y., Zhang B., Luo Y. Генерация терагерцового излучения в нанометровых пленках Ge- α -Sn-Ge.....	756
Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Козлов Д.В., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А. Спектры примесной фотопроводимости эпитаксиальных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе CdHgTe	758
Уточкин В.В., Фадеев М.А., Мельников А.С., Румянцев В.В., Морозов С.В., Алешкин В.Я., Suwa K., Ogiura D., Kotiyama T., Satou A., Otsuji T. Терагерцовое излучение в структурах на основе одно- и многослойного графена	760
Уточкин В.В., Фадеев М.А., Криштопенко С.С., Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Морозов С.В., Семягин Б.Р., Пулято М.А., Емельянов Е.А., Преображенский В.В., Гавриленко В.И. Спектры фотолюминесценции квантовых ям InAs/GaInSb/InAs в среднем ИК диапазоне	762
Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Хабибуллин Р.А., Пономарев Д.С., Алешкин В.Я., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Дубинов А.А. Моделирование температурной зависимости усиления квантово-каскадных лазеров на основе HgCdTe с 2 КЯ на частоте 8.3 ТГц	764
Фатеев Д.В., Свинцов Д.А., Попов В.В. Терагерцовые диффузионные резонансы в периодической графеновой структуре	766
Филатов Д.О., Табаков О.В., Новиков А.С., Кассин Г.Л., Белов А.И., Антонов И.Н., Шарков В.В., Окулич Е.В., Коряжкина М.Н., Михайлов А.Н., Горшков О.Н., Дубков А.А., Spagnolo V. Реакция мемристоров на основе плёнок SiO ₂ на внешний белый гауссовский шум.....	768
Фрадкин И.М., Дьяков С.А., Гуппиус Н.А. Расчет матриц рассеяния плазмонных метаповерхностей в дипольном приближении.....	770
Фролов А.В., Орлов А.П., Синченко А.А., Монсо П. Коллективное движение волны зарядовой плотности, управляемое эффектом Холла	772
Хазанова С.В., Голиков О.Л., Григорьева Н.Н., Дегтярев В.Е. Влияние одностороннего и двустороннего дельта-легирования на электрофизические параметры гетероструктур InGaAs/GaAs.....	774
Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Дегтярев В.Е., Голиков О.Л. Расчет транспортных характеристик асимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных гетероструктур на основе Al _{0.5} B _{0.5}	776
Хазанова С.В., Савельев В.В., Григорьева Н.Н. Зависимость спектра пропускания графеновых сверхрешеток от степени периодичности структуры	778
Хомицкий Д.В., Лаврухина Е.А., Кулаков Д.А., Кабаев К.С. Спиновый резонанс в квантовой точке на базе топологического изолятора при учёте непрерывного спектра	780
Хребтов А.И., Кулагина А.С., Данилов В.В., Громова Е.С., Литвин А.П., Скурлов И.Д., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э. Фотодинамика распада возбужденных состояний в гибридных наноструктурах InP/InAsP/InP ННК с осаждёнными CdSe/ZnS КТ	782
Цыпленков В.В., Шастин В.Н. Влияние одноосной деформации в направлении [110] на релаксацию состояний мелких доноров мышьяка в германии.....	784
Цыпленков В.В., Шастин В.Н. О возможности интерференции Рамсея в германии, легированном мелкими примесями	786
Цырлин Г.Э., Резник Р.Р., Жуков А.Е., Хабибуллин Р.А., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И., Морозов С.В. Особенности роста наноструктур для терагерцовых квантово-каскадных лазеров и их физические свойства	788
Черненко А.В., Бричкин А.С. Экситоны и трионы в гетеробислоях MoSe ₂ /WSe ₂	790
Чернозатонский Л.А., Демин В.А. 2D алмазоподобные структуры - алмазаны: структуры, свойства и перспективы применений.....	792
Чигинева А.Б., Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Жидяев К.С., Крюков А.В., Токарев В.А., Баклашов Д.И. Низковольтные тиристоры на основе GaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии.....	794
Чумаков Н.К., Черных И.А., Давыдов А.Б., Езубченко И.С., Грищенко Ю.В., Лев Л.Л., Майборода И.О., Моргун Л.А., Строков В.Н., Валеев В.Г., Занавескин М.Л. Квантовая когерентность и эффект Кондо в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/AlN/GaN	796
Шарапов А.А., Weiss T., Гуппиус Н.А. Оптимизация метода матриц рассеяния с применением теории возмущений	798
Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Pavlov S.G., Hübers H.-W. Терагерцовые лазеры на комбинационном рассеянии света донорами в кремнии	799
Швецов О.О., Есин В.Д., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятков Э.В. Демонстрация нескольких ветвей магнетонных возбуждений в магнитном Вейлевском полуметалле Co ₃ Sn ₂ S ₂	801
Швецов О.О., Есин В.Д., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятков Э.В. Нелинейный эффект Холла в трехмерных Вейлевском и Дираковском полуметаллах	803
Швецов Б.С., Миннеханов А.А., Емельянов А.В., Рыльков В.В., Демин В.А. Особенности квантования проводимости в мемристивных структурах на основе поли- <i>p</i> -ксилилена.....	805

<i>Шкляев А.А., Уткин Д.Е., Аникин К.В., Вебер С.Л.</i> Антиотражающие покрытия на основе массивов субмикронных частиц германия и кремния.....	807
<i>Шоболова Т.А., Оболенский С.В., Кабальнов Ю.А.</i> Моделирование характеристик биполярных транзисторов на структурах «кремний на изоляторе» при воздействии гамма-нейтронного излучения.....	809
<i>Штром И.В., Резник Р.Р., Котляр К.П., Морозов С.В., Akorian N., Цырлин Г.Э.</i> Исследование зонной структуры вюрцитного AlGaAs синтезированного методом молекулярно-пучковой эпитаксии	811
<i>Шубина Т.В., Европейцев Е.А., Семина М.А., Елисейев И.А., Рахлин М.В., Сорокин С.В., Торопов А.А.</i> Экситоны в слоистых кристаллах и наноструктурах монохалькогенидов InSe и GaSe	813
<i>Шуплецов А.В., Нунупаров М.С., Кунцевич А.Ю.</i> Изучение магнитотранспортных свойств макроскопически неоднородной двумерной системы	815
<i>Юнин П.А., Охупкин А.И., Дроздов М.Н., Королёв С.А., Архипова Е.А., Краев С.А., Дроздов Ю.Н., Шашкин В.И., Радищев Д.Б.</i> Модификация соотношения sp^2/sp^3 -гибридного углерода в PECVD пленках DLC	817
<i>Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Вербус В.А., Гусев Н.С., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Яблонский А.Н.</i> Локально деформированные Ge структуры, встроенные в микрорезонаторы, как активная среда для кремниевой фотоники	819
<i>Яблонский А.Н., Новиков А.В., Степихова М.В., Сергеев С.М., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Красильник З.Ф.</i> Кинетика люминесцентного отклика самоформирующихся Ge(Si) наноструктур, встроенных в фотонные кристаллы.....	821
<i>Яблонский А.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Кудрявцев К.Е., Морозова Е.Е., Калинин М.А., Антонов А.В., Красильник З.Ф.</i> Спектро-кинетические характеристики межзонной ФЛ слоев n-Ge, выращенных на подложках Si(001) и Ge(001)	823
<i>Яснев Д.И., Протогенов А.П., Чулков Е.В.</i> Геликон в квантующем магнитном поле в дираковских полуметаллах	825

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

<i>Belyakov V.A.</i> X-ray localized conical modes and Kossel lines in perfect crystals	829
<i>Kumar N., Nezhdanov A.V., Smertin R.M., Zuev S.Y., Polkovnikov V.N., Chkhalo N.I., Mashin A.I., Kudryashov M.A., Usanov D.A.</i> Properties of quantum mechanically confined Si layer in Mo/Si multilayer nanofilms	831
<i>Vishnyakov E.A., Shatokhin A.N., Kolesnikov A.O., Nosach E.V., Ragozin E.N., Gonzalez Izquierdo B., Pikuz T.A., Sagisaka A., Ogura K., Neely D., Kiriya H., Kando M., Pirozhkov A.S.</i> Spectrometers for observation of XUV radiation generated under irradiation of solid targets with multiterawatt laser pulses	833
<i>Артюков И.А., Арутюнов Г.П., Бобров М.А., Букреева И.Н., Виноградов А.В., Драгунов Д.О., Gianopcellì A., Феценко Р.М.</i> Рентгеновская флуоресцентная микроскопия осмотически нейтрального натрия в сердечной мышечной ткани.....	835
<i>Ахсаханян А.А., Малышев И.В., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н., Уласевич Б.А., Чхало Н.И.</i> Интерферометр с дифракционной волной сравнения для промышленных применений.....	837
<i>Барышева М.М., Вишняков Е.А., Гарахин С.А., Зув С.Ю., Кириченко А.С., Кузин С.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Широкополосные зеркала для спектрогелиографов солнечной обсерватории КОРТЕС	839
<i>Барышева М.М., Зув С.Ю., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> Сравнительное тестирование тонких пленок в качестве «прострельных» мишеней рентгеновских трубок.....	841
<i>Барышева М.М., Малышев И.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Особенности применения многослойных зеркал для фокусировки и коллимации рентгеновского излучения источников на основе обратного комптоновского рассеяния	843
<i>Бушуев В.А., Цветков Д.М., Конотов В.В., Манцызов Б.И.</i> Распространение лазерных пучков и импульсов в одномерных РТ-симметричных фотонных кристаллах	845
<i>Вайнер Ю.А., Зорина М.В., Зув С.Ю., Свечников М.В., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> Al/Sc многослойные зеркальные покрытия для длинноволновой части ЭУФ диапазона.....	847
<i>Вишняков Е.А., Заверткин П.С., Ивлюшкин Д.В., Ерхова Н.Ф., Кузин С.В., Николенко А.Д., Перцов А.А., Червинский В.И., Шугаров А.С.</i> Измерение квантовой эффективности ПЗС-детекторов с использованием синхротронного излучения.....	849

<i>Гайсин А.У., Сахоненков С.С., Касатиков С.А., Конашук А.С., Плешков Р.С., Чхало Н.И., Филатова Е.О.</i> Адаптация подхода восстановления толщин слоев на основе РФЭС высоких энергий к изучению протяженности и строения межслоевых областей многослойных рентгеновских зеркал	851
<i>Глаголев П.Ю., Демин Г.Д., Дюжев Н.А., Орешкин Г.И.</i> Оптимизация анодной мембраны с прострельной мишенью в системе источников мягкого рентгеновского излучения для проведения процессов рентгеновской литографии	853
<i>Горай Л.И., Пирогов Е.В., Соболев М.С., Илькив И.В., Дашков А.С., Вайнер Ю.А., Свечников М.В., Юнин П.А., Чхало Н.И., Буравлев А.Д.</i> Согласованная характеристика сверхмногопериодных АЗВ5 структур с квантовыми ямами и высокой степенью легирования	855
<i>Грибко В.В., Трушин В.Н., Маркелов А.С., Чупрунов Е.В.</i> Влияние распределения электрического поля в пьезокерамической пластине на кривизну и профиль поверхности закрепленного на нем отражающего элемента	857
<i>Дроздов М.Н., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> О механизме деградации тонкопленочного Al-фильтра с MoSi ₂ защитными покрытиями	859
<i>Дюжев Н.А., Гусев Е.Э., Дедкова А.А., Товарнов Д.А., Махиборода М.А.</i> Экспериментальное определение механических свойств прострельного анодного элемента рентгеновского литографа	861
<i>Евсиков И.Д., Демин Г.Д., Дюжев Н.А., Махиборода М.А.</i> SPICE-модель электронной системы матричного источника рентгеновского излучения	863
<i>Забродин И.Г., Зорина М.В., Касьяков И.А., Кузнецов И.И., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чернышев А.К., Чхало Н.И.</i> Возможности и перспективы метода прецизионной ионно-пучковой обработки оптических поверхностей	865
<i>Заверткин П.С., Ивлюшкин Д.В., Николенко А.Д., Федоренко А.Д., Коротаев Е.В., Сыроквашиин М.М.</i> Первые результаты измерения XAFS-спектров в мягком рентгеновском диапазоне на станции СИ ВЭПП-4 «КОСМОС»	867
<i>Зорина М.В., Кузнецов И.И., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чхало Н.И.</i> Применение ионно-пучковой активации поверхности для создания композитных активных элементов из разнородных материалов для лазеров с высокой средней и пиковой мощностью	869
<i>Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Нечай А.Н., Чернышев А.К., Чхало Н.И.</i> Проект установки для прецизионного формообразования оптических элементов методом реактивно-лучевого травления	871
<i>Зуев С.Ю., Зорина М.В., Пестов А.Е.</i> Исследование эффективности нарезных дифракционных решеток в оптической схеме монохроматора Роуланда в ЭУФ диапазоне длин волн	873
<i>Квашенников Д.С., Гарахин С.А., Малышев И.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И.</i> Влияние барьерных слоев на отражательные характеристики многослойных зеркал Cr/Sc	875
<i>Колесников А.О., Вишняков Е.А., Рагозин Е.Н., Шатохин А.Н.</i> VLS-спектрограф с плоским полем для области длин волн 50–275 Å	877
<i>Коротков С.Ю., Демин Г.Д., Дюжев Н.А., Махиборода М.А., Евсиков И.Д., Филиппов Н.А.</i> Исследование временной деградации кремниевых наноструктур в процессе автоэлектронной эмиссии на основе in-situ методики РЭМ измерений	879
<i>Кузин С.В., Рева А.С., Богачев С.А., Ерхова Н.Ф., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Полковников В.Н.</i> Применение новых типов МС зеркал нормального падения для целей солнечной спектроскопии ВУФ диапазона	881
<i>Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Выравнивание тока эмиссии по длине автоэмиссионного лезвийного катода рентгеновской трубки	885
<i>Малышев И.В., Нечай А.Н., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И.</i> Тестирование характеристик микроскопа на длину волны 13.88 нм	887
<i>Митрофанов А.В., Попов А.В., Прокопович Д.В.</i> Трековая мембрана как фазовый тест-объект для жесткой рентгеновской области спектра	889
<i>Михайленко М.С., Гончаров Л.А., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Чхало Н.И., Забродин И.Г., Касьяков И.А.</i> Источник с высокой плотностью тока ионов для задач глубокой коррекции формы рентгенооптических элементов	891
<i>Некипелов С.В., Жук Н.А., Мингалева А.Е., Петрова О.В., Богачук Д.В., Скандаков Р.Н., Сивков Д.В., Сивков В.Н.</i> Спектральные исследования танталатов висмута, допированных атомами 3d-металлов	893
<i>Плешков Р.С., Гарахин С.А., Полковников В.Н., Свечников М.В., Чхало Н.И.</i> Узкополосные многослойные зеркала для спектрального диапазона 17–45 нм	895
<i>Полковников В.Н., Вайнер Ю.А., Гарахин С.А., Квашенников Д.С., Малышев И.В., Салащенко Н.Н., Свечников М.В., Смертин Р.М., Чхало Н.И.</i> Достижения и направления развития многослойной оптики на основе Cr/Sc	897
<i>Пунегов В.И.</i> Рентгеновская дифракция от многослойных Лауэ линз	899

<i>Салащенко Н.Н., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Малышев И.В.</i> Изучение влияния эффекта кластеризации на эмиссию ЭУФ излучения при возбуждении газовых мишеней лазерным излучением.....	901
<i>Салащенко Н.Н., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Малышев И.В.</i> Эмиссионные свойства газовых струй различной структуры при импульсном лазерном возбуждении	903
<i>Салащенко Н.Н., Нечай А.Н., Реунов Д.Г.</i> Поглощения излучения импульсного Nd:YAG лазера при лазерном пробое в сверхзвуковых газовых струях	905
<i>Сахоненков С.С., Касатиков С.А., Гайсин А.У., Полковников В.Н., Смертин Р.М., Филатова Е.О.</i> Механизм формирования межслоевой области в многослойной структуре Mo/(B ₄ C)/Be	907
<i>Свечников М.В., Гарахин С.А., Лопатин А.Я., Пестов А.Е., Плешков Р.С., Смертин Р.М., Чхало Н.И.</i> Эффективность резонансных многослойных мишеней в качестве источников ЭУФ излучения	909
<i>Сивков В.Н., Мингалева А.Е., Сивков Д.В., Петрова О.В., Некипелов С.В., Молодцов С., Эрлих Г.</i> Рентгеновские и синхротронные исследования графитизированных наноструктурных и биоматериалов.....	910
<i>Сивков Д.В., Мингалева А.Е., Некипелов С.В., Петрова О.В., Богачук Д.В., Скандаков Р.Н., Сивков В.Н.</i> Оптические постоянные фуллерита C ₆₀ в области NEXAFS C1s-края поглощения	912
<i>Смертин Р.М., Зуев С.Ю., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.</i> Бесстрессовые высокоотражающие многослойные зеркала на длину волны 13,5 нм	914
<i>Смертин Р.М., Полковников В.Н., Тригуб А.Л., Чхало Н.И., Юнин П.А., Якунин С.Н.</i> Структура переходных слоев в многослойных зеркалах Mo/Be	916
<i>Торопов М.Н., Ахсахалян А.А., Зорина М.В., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Токунов Ю.М.</i> Получение гладких высокоточных поверхностей методом механического притира.....	918
<i>Филатова Е.О.</i> Фотоэлектронная спектроскопия применительно к изучению формирования межслоевых областей в многослойных рентгеновских зеркалах	920
<i>Чернышев А.К., Малышев И.В., Пестов А.Е., Чхало Н.И., Михайленко М.С.</i> Применение итерационного алгоритма для коррекции локальных ошибок формы поверхности	922
<i>Чхало Н.И., Барышева М.М., Зуев С.Ю., Лопатин А.Я., Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников М.Н., Салащенко Н.Н., Смертин Р.М., Торопов М.Н.</i> Состояние дел и перспективы развития безмасочной нанолитографии на длине волны 13.5 нм	924

СПИСОК УЧАСТНИКОВ

Bovkun Leonid Sergeevich

Julius-Maximilians University of Würzburg
Am Hubland, D - 97074 Würzburg, Germany
+499313185777
evilra66it@gmail.com

Sirtori Carlo

École normale supérieure
45 rue d'Ulm F-75230 Paris cedex 05
+33(0)1 44 32 30 00
carlo.sirtori@ens.fr

Tretiakov Oleg A.

University of New South Wales
The University of New South Wales, Sydney, NSW
2052, Australia
+6102-9385-6103
o.tretiakov@unsw.edu.au

Zeldov Eli

Институт имени Вейцмана
Herzl St. 234, PO Box 26, Rehovot, 7610001, Israel
+972545452560
eli.zeldov@weizmann.ac.il

Efremov Dmitri Victorovich

Leibniz Institute for Solid State and Materials Research
Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany
+493154629385
d.efremov@ifw-dresden.de

Khasanov Rustem Inkhfovich

Paul Scherrer Institute
Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI,
Switzerland
+41563105438
rustem.khasanov@psi.ch

Tarasov Mikhail Aleksandrovich

Chalmers University of Technology
Gothenburg, SE-412 96, Sweden
+79165826043
tarasov@hitech.cplire.ru

Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833306945
dalamber.07@mail.ru

Абрамов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79530575333
alexander.abramov@urfu.ru

Абросимова Наталья Дмитриевна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79506027771
andnenastik@inbox.ru

Аверкиев Никита Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217940202
averkiev@les.ioffe.ru

Акишева Анна Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+71111111111
annagudkova94@gmail.com

Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
aladyshkin@yandex.ru

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
aleshkin@ipmras.ru

Аликин Денис Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина».
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+9068075515
Denis.alikin@urfu.ru

Андронов Александр Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385185
andron@ipmras.ru

Андрюшечкин Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038784
andrush@kapella.gpi.ru

Анкудинов Александр Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79313624317
alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru

Аплеснин Сергей Степанович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева» пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
+73912919028
apl@iph.krasn.ru

Артемов Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79166360363
artpoliofan@mail.ru

Артемьев Евгений Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет» пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+73912498251
aem49@yandex.ru

Артюков Игорь Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326522
iart@sci.lebedev.ru

Арутюнов Константин Юрьевич

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79296471123
karutyunov@hse.ru

Архипова Екатерина Александровна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский

центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103947900
suroveginaka@ipmras.ru

Атанасова Павлина Христова

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79856419213
poli@jinr.ru

Афоненко Александр Анатольевич

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375297050052
a.afonenka@mail.ru

Ахсахалян Арам Давидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
akh@ipm.sci-nnov.ru

Баглов Алексей Викторович

Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники» ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь
+71111111111
baglov@bsuir.by

Баева Эльмира Миталиповна

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» 123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79777478001
baeva.elm@gmail.com

Байдусь Николай Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
bnv@nifti.unn.ru

Бакунов Михаил Иванович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(920) 251-52-53
mbakunov@gmail.com

Балаев Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7391 243-26-35
dabalaev@iph.krasn.ru

Банников Михаил Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79154108962
bannikovsi@lebedev.ru

Барышев Владимир Рудольфович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314160669
RandomData@yandex.ru

Барышева Мария Михайловна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200134032
mmbarysheva@ipmras.ru

Бастракова Марина Валерьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108926041
mar.denisenko@gmail.com

Бекин Николай Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
nbekin@ipm.sci-nnov.ru

Белгибаев Токтар Аширбекулы

Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области Международный университет природы, общества и человека «Дубна» ул. Университетская, 19, Дубна, 141982, Россия
+7977 498 7650
toktar9292@hotmail.com

Беллюстина Валентина Григорьевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103810391
bell@ipmras.ru

Бельков Василий Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927989
bel@epi.ioffe.ru

Беляков Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74991373244
bel@landau.ac.ru

Беспалов Антон Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026886209
bepalovaa@gmail.com

Бибикова Вероника Валентиновна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79087460445
veronbib@mail.ru

Бобков Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79057370021
bobkov@issp.ac.ru

Бобкова Ирина Вячеславовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79031151926
bobkova@issp.ac.ru

Богданов Андрей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия
+79213102412
bogdan.taurus@gmail.com

Будкин Григорий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213341202
gbudkin@gmail.com

Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79099884331
burmi@itp.ac.ru

Бушуев Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74953967380
vabushuev@yandex.ru

Быков Виктор Александрович

НТ-МДТ Спектру Инструментс Москва, Зеленоград, проезд № 4922, дом 4, строение 3
+79852113544
vbykov@ntmdt-si.ru

Васильев Семен Григорьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79678542112
vasilev.semen@gmail.com

Веденев Александр Александрович

Акционерное Общество «Научно — Производственное Предприятие „Исток“ имени А.И. Шокина» ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская область, 141190, Россия
+7(495) 465 86 95
vedeneev@mirea.ru

Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101066998
turok.89rus@rambler.ru

Вековшинин Юрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов

управления Дальневосточного отделения Российской академии наук ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79502823830
vekovshinin98@mail.ru

Винославский Михаил Николаевич

Институт физики национальной академии наук Украины пр. Науки, 46, Киев, 03680, Украина
+380445251432
mvinos@iop.kiev.ua

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
vikhrova@nifti.unn.ru

Вишняков Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79032886415
juk301@mail.ru

Власенко Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+7(499) 132-67-17
vlasenkovlad@gmail.com

Водолазов Денис Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
vodolazov@ipmras.ru

Воеводина Мария Андреевна

Балтийский федеральный университет имени И. Канта ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79622536943
voevodina.mariia@gmail.com

Волков Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
volkov.v.a@gmail.com

Волкова Наталья Сергеевна

Научно-исследовательский институт химии
федерального государственного бюджетного обра-
зовательного учреждения высшего профессиональ-
ного образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159322168
volkovans88@mail.ru

Высоких Юрий Евгеньевич

ООО ЭМТИОН
Зеленоград, Россия, ул. Новокрюковская, д. 3Б
+79262094163
visokihy@gmail.com

Высоцкий Сергей Львович

Саратовский филиал федерального государствен-
ного бюджетного учреждения науки Института ра-
диотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236д.185
vysotsl@gmail.com

Гавриленко Владимир Изяславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179462
gavr@ipmras.ru

Гаврилов Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики твердого тела Рос-
сийской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия
+74965228275
sergey.s.gavrilov@gmail.com

Гайсин Айдар Уралович

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный универси-
тет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург,
199034, Россия
+79111411306
darikgais@gmail.com

Гайфуллин Рашид Рифкатович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования «Казан-
ский (Приволжский) федеральный университет»
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+78432337779
gaifullin.rashid@gmail.com

Галеева Александра Викторовна

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
galeeva_alex@mail.ru

Галин Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179484
galin@ipmras.ru

Гапонов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
svg@ipmras.ru

Гарахин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783189036574182
GarakhinS@yandex.ru

Гатин Андрей Константинович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Федеральный исследовательский
центр химической физики им. Н.Н. Семенова Рос-
сийской академии наук
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
+79165647477
akgatin@yandex.ru

Геревенков Пётр Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79817930351
petr.gerevenkov@yandex.ru

Гимазов Ильнур Илхамович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Казанский физико-технический инсти-
тут им. Е.К. Завойского Казанского научного центра
Российской Академии наук
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Та-
тарстан, 420029, Россия
+79375821074
ubvfp94@mail.ru

Гиппиус Николай Алексеевич

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+74952801481
n.gippius@skoltech.ru

Глаголев Петр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79607162568
glagolev@ckp-miet.ru

Глазкова Дарья Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79319533720
daria.a.glazkova@gmail.com

Глушков Владимир Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038775
glushkov@lt.gpi.ru

Гогина Алевтина Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79632444667
alevtina_gogina@mail.ru

Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461202
goltsman10@mail.ru

Гончаров Борис Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79258607216
bvgoncharov@gmail.com

Горай Леонид Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129097133
lig@pcgrate.com

Горев Роман Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gorevrv@ipmras.ru

Горный Игорь Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79111237157
gornyi@yahoo.com

Горюнов Юрий Владимирович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+79063242079
gorjunov@kfti.knc.ru

Григорьев Павел Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79264140139
grigorev@itp.ac.ru

Григорьева Надежда Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79043987364
grigorieva_nn_27@mail.ru

Гринберг Яков Семенович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79139357613
yakovgreenberg@yahoo.com

Гришин Максим Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия
+74959397184
mvgrishin68@yandex.ru

Гудина Светлана Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783788
svpopova@imp.uran.ru

Гунбина Александра Анатольевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202528688
aleksandragnunbina@mail.ru

Гурьлёв Антон Константинович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79522845648
gurylev.tosha@yandex.ru

Гусев Евгений Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79169098910
bubbledouble@mail.ru

Гусев Никита Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
gusevns@ipmras.ru

Гусев Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179489+122
gusev@ipmras.ru

Данилов Юрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623120
danilov@nifti.unn.ru

Девизорова Жанна Алексеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79154335680
DevizorovaZhanna@gmail.com

Девятков Эдуард Валентинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79160419538
dev@issp.ac.ru

Демидов Евгений Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79047888762
demidov@phys.unn.ru

Демин Глеб Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79031422589
gddemin@gmail.com

Демишев Сергей Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74995038704
demis@it.gpi.ru

Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623190
dnat@ro.ru

Докукин Максим Евгеньевич

Саровский физико-технический институт — филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
ул. Духова, 6, Саров, 607186, Россия
+79101014224
MEDokukin@mephi.ru

Долуденко Илья Михайлович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79688639633
doludenko.i@yandex.ru

Дровосеков Алексей Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук

ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
+74991376820
drovosekov@kapitza.ras.ru

Дроздов Юрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179491
drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Дубинов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831)417-94-82+234
sanya@ipmgras.ru

Дубровин Роман Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79910068780
dubrovin@mail.ioffe.ru

Дунаевский Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+78122927317
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Дурнев Михаил Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79213278308
durnev@mail.ioffe.ru

Дьяков Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра “Сколково”,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79265674423
s.dyakov@skoltech.ru

Дёмина Полина Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного автоном-
ного образовательного учреждения высшего обра-
зования «Национальный исследовательский Ниже-
городский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,
Россия
+79063678791
demina@phys.unn.ru

Евсиков Илья Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет
«МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79166650677
evsikov.ilija@yandex.ru

Егоров Андрей Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875569786
andrey-ae@mail.ru

Ежевский Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107913006
ezhevski@phys.unn.ru

Ельцов Константин Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт спектроскопии Российской
академии наук
ул. Физическая, 5, Троицк, Московская обл., 142190,
Россия
+74995038769
eltsov@kapella.gpi.ru

Ермолаева Ольга Леонидовна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103963589
ermolaeva@ipmgras.ru

Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический
институт федерального государственного автоном-
ного образовательного учреждения высшего обра-
зования «Национальный исследовательский Ниже-
городский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051937343
irfeya@mail.ru

Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623306
ershov@phys.unn.ru

Есин Варнава Денисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79182249923
2018esin@issp.ac.ru

Есин Михаил Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79233053007
yesinmisha@yandex.ru

Естюнин Дмитрий Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79523800264

estyunin@gmail.com

Ефимов Алексей Дмитриевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307088436
alefimov1997@gmail.com

Жолудев Максим Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417-94-82 +273
zholudev@ipmras.ru

Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
zhur@ipmras.ru

Жуков Алексей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228341
azhukov@issp.ac.ru

Забавичев Илья Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623265
zabavichev.rf@gmail.com

Заболотных Андрей Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293394
zabolotnyh_andre@mail.ru

Загороднев Игорь Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79175563494
igor.zagorodnev@gmail.com

Загорский Дмитрий Львович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991350510
dzagorskiy@gmail.com

Зайнагутдинов Айдар Рустэмович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78312989462
zoya1066@mail.ru

Зайцев Андрей Васильевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527830077
a.v.zaytsev@inbox.ru

Заморянская Мария Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129171582
zam@mail.ioffe.ru

Звездин Анатолий Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+74991350247
zvezdin@gmail.com

Здоровейцев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108986824
zdorovei@gmail.com

Зиганшина Суфия Асхатовна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
sufia@mail.ru

Злотников Антон Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+7(391)243-07-63
zlotn@iph.krasn.ru

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
mzor@ipmras.ru

Зотов Андрей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+74232310412
zotov@iacp.dvo.ru

Зубков Сергей Юрьевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200281804
zubkov@phys.unn.ru

Зуев Сергей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
zuev@ipmras.ru

Иванов Борис Игоревич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+73833460635
to_ivanov_boris@yahoo.com

Иванов Юрий Павлович

University of Cambridge
27 Charles Babbage Road Cambridge CB3 0FS
+79244390158
ii243@cam.ac.uk

Иванова Екатерина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927382
ivanova@mail.ioffe.ru

Изюров Владимир Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79220246660
koleson01@mail.ru

Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
antikonn@physics.msu.ru

Ильин Александр Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79853118088
ilinin@iptm.ru

Ильина Марина Владимировна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
+78634371611
mailina@sfedu.ru

Кавеев Андрей Камильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122976411
kaveev@mail.ioffe.ru

Каверин Борис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук ул. Трoпинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875384307
kaverin@iomc.ras.ru

Казаков Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79031800450
kazakovas93@yandex.ru

Казанцев Дмитрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383) 330-98-74
kazantsev-83@yandex.ru

Калашникова Александра Михайловна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213221286
kalashnikova@mail.ioffe.ru

Калевич Владимир Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927140
kalevich@solid.ioffe.ru

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202920787
istery@rambler.ru

Калитеевский Михаил Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук» ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78129472324
m.kaliteevski@mail.ru

Камелин Дмитрий Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179494 +213
kent@ipmras.ru

Капралов Кирилл Николаевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
+79267875583
kapralov.kn@phystech.edu

Карапетров Горан

Дрексельский университет 3141 Chestnut Street, 12-816, Philadelphia, PA 19104, USA
+12155714090
gk327@drexel.edu

Караштин Евгений Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
eugenk@ipmras.ru

Карбань Оксана Владиславовна

ФГБОУ ВО Ижевская ГСХА 426069, Россия, ПФО, Удмуртская Республика, г. Ижевск, ул. Студенческая, 11
+79225056346
ocsa246@gmail.com

Кац Владимир Наумович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213345722
vladimir.n.kats@gmail.com

Качоровский Валентин Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219941081
kachor.valentin@gmail.com

Квашенников Дмитрий Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79082364525
pltcm9@outlook.com

Кинев Николай Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293418
nickolay@hitech.cplire.ru

Клочков Алексей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79168695256
klochkov_alexey@mail.ru

Ковалевский Константин Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
atan4@yandex.ru

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314384045
dvkoz@ipmras.ru

Колесников Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79647996300
alexey6180@gmail.com

Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103910467
konakov_anton@mail.ru

Конев Виталий Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+7912 268 78 07
vitaliy.konev@urfu.ru

Копасов Александр Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79877410867
kopasov@ipmras.ru

Корнеев Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461202
akorneev@rplab.ru

Коротков Сергей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79518588129
korsesecm@gmail.com

Коршунов Максим Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79080119774
mkor@iph.krasn.ru

Коряжкина Мария Николаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101284987
mahavenok@mail.ru

Корякин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алфёрова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79313716295
alexkorya@gmail.com

Кочаровская Екатерина Рудольфовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7831-4160669
catrings@gmail.com

Кочаровский Владимир Владиленович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164894
kochar@appl.sci-nnov.ru

Кочерешко Владимир Петрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213896105
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

Кочиев Михаил Валериевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326345
kochievmv@mail.ru

Кочугова Елена Сергеевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79087291054
a.kochugova@mail.ru

Кравцов Евгений Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783591
kravtsov@imp.uran.ru

Красилин Андрей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213876196
ikrasilin@gmail.com

Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179473
Krasilnik@list.ru

Краснов Владимир Михайлович

Физический Департамент
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691
Stockholm, Sweden
+46855378606
vladimir.krasnov@fysik.su.se

Крыжановская Наталья Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78124486994
kryj@mail.ioffe.ru

Крюков Руслан Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79308154612
kriukov.ruslan@yandex.ru

Кудасов Юрий Бориславович

Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия
+78313027239
yu_kudasov@yahoo.com

Кудрин Алексей Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307153154
alex2983@yandex.ru

Кудрявцев Константин

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385037
konstantin@ipmras.ru

Кузин Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79167950693
s.kuzin@lebedev.ru

Кузнецов Михаил Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79527704769
Mikhail5340@gmail.com

Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108704144
yurakz94@list.ru

Кузнецова Ирина Александровна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
ул. Советская, 14, Ярославль, 150000, Россия
+79109710399
kuz@uniyar.ac.ru

Кузнецова Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79215581876
mashakuznecova@bk.ru

Кузьмин Леонид Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79055411291
kuzmin@chalmers.se

Кукинов Андрей Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314627709
kukinov@iomc.ras.ru

Кукушкин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314160692
vakuk@appl.sci-nnov.ru

Кулаковский Владимир Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965222691
kulakovskulakovs@mail.ru

Куликов Кирилл Вячеславович

Объединенный институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79652395265
kulikov@theor.jinr.ru

Куликов Никита Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519076416
neilkulikov@gmail.com

Кумар Ниранджан

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+711111111
phystribology@gmail.com

Кунцевич Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74991326628
kuntsevich.alexander@gmail.com

Курин Владислав Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179452
kurin@ipmras.ru

Кутлин Антон Георгиевич

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany
+79200428342
anton.kutlin@gmail.com

Ладугин Максим Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полус» им. М.Ф. Стельмаха»
РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3
+74953333325
maximladugin@mail.ru

Ларионов Андрей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228373
larionov@issp.ac.ru

Лашкова Анастасия Константиновна

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+7(499)135-11-00
aklashkova@yandex.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179465
dima@ipmras.ru

Логинов Артем Борисович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79161497066
temalog97@gmail.com

Логунов Михаил Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+7(495)629-34-65
logunov@cplire.ru

Лопатин Алексей Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385313
lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Лукичев Владимир Федорович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия
+74991295492
lukichev@ftian.ru

Лукьянчук Борис Семенович

Nanyang Technological University
50 Nanyang Ave, Сингапур 639798
+70000000000
BLukiyanchuk@ntu.edu.sg

Лучин Валерий Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 417-94-76 +123
luchin@ipm.sci-nnov.ru

Ляпилин Игорь Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+79122404056
Lyapilin@imp.uran.ru

Лятун Иван Игоревич

Балтийский федеральный университет имени И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+74012595595 +7103
ivanlyatun@gmail.com

Мазаник Андрей Аркадьевич

Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+79199627354
mazanandrey@gmail.com

Мазов Лев Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78312580388
mazov@ipm.sci-nnov.ru

Макарова Татьяна Павловна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79500177098
makarova.tanja535@yandex.ru

Макарцев Илья Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79503670058
ilya0296@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79055081866
maksimov@issp.ac.ru

Малофеев Роман Станиславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314606018
malofeev@ipmras.ru

Мальшев Илья Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476+127
ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru

Мальцев Евгений Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт им. П.Н. Лебе-
дева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+79151714399
maltsev.e@protonmail.com

Маремьянин Кирилл Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
kirillm@ipmras.ru

Мармалюк Александр Анатольевич

Открытое акционерное общество «Научно-
исследовательский институт «Полюс»
им. М.Ф. Стельмаха»
РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3
+74953333325
almarm@mail.ru

Марычев Павел Михайлович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159460942
observermp@yandex.ru

Машкович Евгений Александрович

Университет Радбауда, Radboud University
Heyendaalseweg 135, 6525 AJ
+31627964733
e.mashkovich@science.ru.nl

Мельников Александр Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103929860
melnikov@ipm.sci-nnov.ru

Мизеров Андрей Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение высшего образования и науки «Санкт-

Петербургский национальный исследовательский
Академический университет имени Ж.И. Алферова
Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,
194021, Россия
+79213127622
andreyimizerov@rambler.ru

Миннеханов Антон Анурович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79266665979
swayn@bk.ru

Миньков Григорий Максович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики металлов имени
М.Н. Михеева Уральского отделения Российской
академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,
Россия
+79226015461
grigori.minkov@imp.uran.ru

Мионов Виктор Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601267
mironov@ipmras.ru

Мионов Сергей Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79519142322
sermironov@rambler.ru

Митрофанов Александр Викторович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт им. П.Н. Лебе-
дева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+7499-132-6946
mitrofanovav@lebedev.ru

Михайленко Михаил Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79990727677
mishamars202@gmail.com

Михайлов Николай Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников

им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304967
mikhailov@isp.nsc.ru

Михайлова Татьяна Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»
295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4
+79787438395
tatvladismikh@cfuv.ru

Михеенков Андрей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, Россия
+79060335332
mikheen@bk.ru

Мишин Алексей Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79535749948
mishin.nn@mail.ru

Могуннов Ярослав Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79213388056
mogunov@mail.ioffe.ru

Морозов Александр Игоревич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79166456826
mor-alexandr@yandex.ru

Морозов Михаил Юрьевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
mikky@mail.ru

Морозов Сергей Вячеславович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056625685
more@ipmras.ru

Морозова Анна Сергеевна

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+79376172526
morozova_anna_s@mail.ru

Москвин Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73432694431
alexander.moskvin@urfu.ru

Мотова Елена Сергеевна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103874714
es@ipmras.ru

Мурзина Татьяна Владимировна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959393669
murzina@mail.ru

Мухаматчин Камил Рафаилович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79103835092
mykamil@yandex.ru

Насеткин Константин Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307047479
zverbeshenka@gmail.com

Неверов Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783706
neverov@imp.uran.ru

Нежданов Алексей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200240282
nezhdanov@phys.unn.ru

Некпелов Сергей Вячеславович

Физико-математический институт, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391451
NekipelovSV@mail.ru

Некоркин Сергей Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79026815223
nekorkin@nifti.unn.ru

Нечай Андрей Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74561666
nechay@ipm.sci-nnov.ru

Никитов Сергей Аполлонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293387
nikitov@cplire.ru

Николаев Александр Васильевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959395163
alex_benik@mail.ru

Николенко Антон Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
+73833294347
a.d.nikolenko@inp.nsk.su

Николичев Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79056690628
nikolitchev@phys.unn.ru

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179480
anov@ipmras.ru

Новиков Вадим Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
+79050896145
novikovvadim@mail.ru

Нургазизов Нияз Ильгизович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия
+78432319107
niazn@mail.ru

Оболенский Сергей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623266
obolensk@rf.unn.ru

Овсянников Геннадий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956297431
gena@hitech.cplire.ru

Овчаренко Сергей Вадимович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия
+79168617300
serg30101993@gmail.com

Оладышкин Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200289787
oladyshkin@gmail.com

Отроков Михаил Михайлович

Donostia International Physics Center
Paseo Manuel de Lardizabal, 4, Donostia San Sebastian, 20018, Spain
+34943018765
mikhail.otrokov@gmail.com

Охапкин Андрей Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179450
andy-ohapkin@yandex.ru

Павлов Виктор Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927963
pavlov@mail.ioffe.ru

Павлов Сергей

DLR Institute of Optical Sensor Systems
Rutherfordstrasse 2, 12489, Berlin
+4930 67055594
sergeij.pavlov@dlr.de

Павлова Татьяна Витальевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79169109810
tania.v.pavlova@gmail.com

Панкратов Андрей Леонидович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051913223
alp@ipmras.ru

Панов Дмитрий Вячеславович

Московский институт электроники и математики имени А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+79160952278
dggamer@mail.ru

Парамонов Максим Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79032638613
paramonov@hitech.cplire.ru

Парафин Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179493
parafin@ipmras.ru

Патрин Геннадий Семенович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия
+73912912967
patrin@iph.krasn.ru

Пашенькин Игорь Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179488
pashenkin@ipmras.ru

Пашин Дмитрий Сергеевич

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79506150773
pashindmi@gmail.com

Пашкин Юрий Александрович

Университет Ланкастера
Bailrigg, Lancaster LA1 4YW, UK
+441524593268
y.pashkin@lancaster.ac.uk

Перваков Кирилл Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79997684758
pervakovks@lebedev.ru

Перекалов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79159311007
alexander.152rus@yandex.ru

Перетокин Артем Викторович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ни-

жегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79040500182
Starosta177occ@mail.ru

Перов Анатолий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202992054
19perov73@gmail.com

Пестов Алексей Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aepestov@ipm.sci-nnov.ru

Петров Владимир Никифорович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
+79219572038
nikiforovich@hotmail.com

Петров Юрий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284733
y.petrov@spbu.ru

Пещеренко Николай Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79857567966
peshcherenko@itp.ac.ru

Пикалов Антон Михайлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79686122894
wild.voltmeter@yandex.ru

Планкина Светлана Михайловна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623306
plankina@phys.unn.ru

Пластовец Вадим Денисович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616338411
plastovec26@gmail.com

Плешков Роман Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108789261
gtmtb22@yandex.ru

Погосов Вальтер Валентинович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова
ул. Суцеевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79263596034
walter.pogosov@gmail.com

Покровский Вадим Ярославович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293459
vadim.pokrovskiy@mail.ru

Ползикова Наталья Ивановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956293412
polz@cplire.ru

Полищук Ольга Витальевна

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452511179
polischuk.sfire@mail.ru

Полковников Владимир Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030601487
polkovnikov@ipmras.ru

Половинкин Андрей Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124656242
polovinkin@rf.unn.ru

Полушкин Николай Игоревич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314657975
nip@ipmras.ru

Полякова Маргарита Игоревна

Московский институт электроники и математики
имени А.Н. Тихонова Национального исследова-
тельского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
4954957729590
p-margaret@mail.ru

Пономарев Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт сверхвысокочастотной по-
лупроводниковой электроники Российской академии
наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79268552731
ponomarev_dmitr@mail.ru

Попов Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт проблем технологии микро-
электроники и особочистых материалов Российской
академии наук
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,
142432, Россия
+79154956121
sokhatiy@gmail.com

Попов Владимир Павлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской
академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7383 333 2493
porov@isp.nsc.ru

Попов Николай Леонидович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физический институт
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991,
Россия
+74951326112
nick.l.popov@gmail.com

Постолова Светлана Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79529488780
svet.postolova@gmail.com

Потехин Александр Александрович

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79524775601
potehinrf@gmail.com

Похабов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской
академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия
+73833331087
pokhabov@isp.nsc.ru

Приходько Кирилл Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение «Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991969215
prihodko_ke@nrcki.ru

Протогенов Александр Павлович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314364891
aprotogenov@gmail.com

Пугач Наталия Григорьевна

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959392588
pugach@magn.ru

Пузанов Александр Сергеевич

Федеральное государственное автономное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет
им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623266
aspuzanov@inbox.ru

Пунегов Василий Ильич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Коми научный центр Уральского от-
деления РАН
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
punegov@rambler.ru

Путилов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79092982681
alputilov@ipmras.ru

Рабинович Даниил Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79086233246
Veroniyz@mail.ru

Рахмонов Илхом Рауфович

Объединённый институт ядерных исследований
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+790575447604962163734
rahmonov@theor.jinr.ru

Ревин Леонид Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79202577978
rls@ipmras.ru

Резник Александр Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+74179497
reznik@ipmras.ru

Резник Родион Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79110836901
moment92@mail.ru

Ремесник Владимир Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
8330-99-23
remesnik@isp.nsc.ru

Реунов Дмитрий Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79030527132
reunoff.dima@gmail.com

Рогалёв Андрей Леонидович

European Synchrotron Radiation Facility
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
+33476882132
rogalev@esrf.fr

Родионов Данил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79101559045+79101559045
denil_r@mail.ru

Родионов Илья Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»
ул. 2-я Бауманская, 5, стр.1, 105005, Россия
+7(499) 263-6531
irodionov@bmstu.ru

Родионова Валерия Викторовна

Балтийский федеральный университет имени И. Канта
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016, Россия
+79003468482
valeriarodionova@gmail.com

Руденко Константин Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт Российской академии наук
Нахимовский пр., 34, Москва, 117218, Россия
+74991295608
rudenko@ftian.ru

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
rumyantsev@ipmras.ru

Рыков Артём Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79503694410
rikov@nifti.unn.ru

Рыльков Владимир Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+74991967100доб.3293
vvrylkov@mail.ru

Рябцев Игорь Ильич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+7(383) 333-24-08
ryabtsev@isp.nsc.ru

Савинов Денис Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485#257
savinovda@ipmras.ru

Садовников Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия
+79033868480
sadovnikovav@gmail.com

Садреев Алмаз Фаттахович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+79135796403
almas@tnp.krasn.ru

Сайпулаева Луиза Абдурахмановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия
+79288776891
Luizasa11@mail.ru

Салашенко Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314607692 +124
salashch@ipmras.ru

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79051924187
woterbox@mail.ru

Саматов Михаил Рустамович

Московский институт электроники и математики имени А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»
Таллинская, д.34, Москва, 123458, Россия
+79253049814
mrsamatov@edu.hse.ru

Самохвалов Алексей Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79257789871
samokh@ipmras.ru

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179485
msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79025558457
asaranin@gmail.com

Сатанин Аркадий Михайлович

Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н. Л. Духова
ул. Сущевская, 22, Москва, 127055, Россия
+79092940886
sarkady@mail.ru

Сафонов Сергей Станиславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956297382
sergej-safonov-81@bk.ru

Сахаров Валентин Константинович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452391236
valentin@sakharov.info

Сахоненков Сергей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+78124284352
sergei.sakhonenkov@gmail.com

Свечников Михаил Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200466691
svch1991@gmail.com

Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образова-
тельное учреждение высшего профессионального
образования «Московский физико-технический инсти-
тут (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79267108491
svintcov.da@mipt.ru

Селезнев Михаил Евгеньевич

Саратовский филиал федерального государствен-
ного бюджетного учреждения науки Института ра-
диотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+79063152195
mixanich94@mail.ru

Семенов Александр Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образова-
тельное учреждение высшего образования «Москов-
ский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991,
Россия
+79151445145
a_sem2@mail.ru

Семенов Михаил Борисович

Пензенский государственный университет
440026, г. Пенза, ул. Красная, 40
+79631020725
misha29.02.1@gmail.com

Сергеев Юрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314164903
yas@ufp.appl.sci-nnov.ru

Сибирев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский национальный исследова-
тельский университет информационных технологий,
механики и оптики»
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия
+79112827886
NickSibirev@itmo.ru

Сивков Виктор Николаевич

Физико-математический институт, Федеральный
исследовательский центр «Коми научный центр
Уральского отделения Российской академии наук»
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212391461
sivkovvn@mail.ru

Сивков Данил Викторович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Коми научный центр Уральского от-
деления РАН
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982, Россия
+78212244262
danjorno@yandex.ru

Сидоренко Анатолий Сергеевич

Институт электронной инженерии и нанотехнологий
им. Д. Гицу Академии наук Молдовы
ул. Академическая, 3/3, Кишинев, MD-2028, Респуб-
лика Молдова
+37322737092
anatoli.sidorenko@kit.edu

Силаев Михаил

Университет Ювяскюла
Department of Physics and Nanoscience Center, Uni-
versity of Jyväskylä, P.O. Box 35 (YFL), FI-40014,
Finland
+79108761366
silae@kth.se

Синченко Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образо-
вательное учреждение высшего образования «Мос-
ковский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74956293656
sinchenko@cplire.ru

Скорыходов Евгений Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063624981
evgeny@ipmras.ru

Слипченко Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
+79217541917
serghpl@mail.ioffe.ru

Смертин Руслан Маратович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учре-
ждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79307041750
smertin_ruslan@ipm.sci-nnov.ru

Смирнов Антон Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7831-416-48-89
aa-smirnov@yandex.ru

Смирнов Константин Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992452968
smirnov@scontel.ru

Соколова Зинаида Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927995
zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Соломникова Анна Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
+79045523491
zubann@yandex.ru

Степихова Маргарита Владимировна

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+7(831) 4385037
mst@ipm.sci-nnov.ru

Степушкин Михаил Владимирович

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79160799262
СОКРОВАЕНЕУ@yandex.ru

Стогний Александр Иванович

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
ул. П. Бровки, 19, Минск, 220072, Республика Беларусь
+375298767821
stognij@physics.by

Суханова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное унитарное предприятие «Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт синтетического каучука имени академика С.В. Лебедева»
ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035, Россия
+7(812)3726490 доб.1702
tat_sukhanova@mail.ru

Сушков Артем Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107968101
sushkovartem@gmail.com

Сычев Сергей Михайлович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79875505124
heroes105@mail.ru

Таланов Юрий Иванович

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук»
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
+78432319123
talanov@kfti.knc.ru

Тарасова Елена Александровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101202550
thelen@yandex.ru

Татарский Дмитрий Аркадьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101082536
tatarsky@ipmras.ru

Темирязов Алексей Григорьевич

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79163069408
temiryazev@gmail.com

Темирязева Марина Павловна

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
+79165289530
mtemiryazeva@gmail.com

Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников

им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833307883
teresh@isp.nsc.ru

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79601711942
tetelbaum@phys.unn.ru

Тимофеев Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Кириенко Сибирского отделения Российской академии наук Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
+73912494613
tiv@iph.krasn.ru

Титова Надежда Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+74992461870
titovana@mail.ru

Тиходеев Сергей Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
+79163852262
tikh@gpi.ru

Толстихина Алла Леонидовна

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+74991351100
alla@ns.crys.ras.ru

Торопов Михаил Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
write75@rambler.ru

Третьяков Иван Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет» ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия
+79017701164
ivantretkykov@mail.ru

Трухин Валерий Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217458563
valemb@mail.ru

Трушин Владимир Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79036030749
trushin@phys.unn.ru

Уаман Светикова Татьяна Аурелия

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79060643636
aurelia8002@gmail.com

Удалов Олег Георгиевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79200438574
oleg.udalov@csun.edu

Улитко Василий Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79126612957
vasiliy.ulitko@urfu.ru

Усанов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623314
usanov@phys.unn.ru

Усачёв Павел Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79112497145
usachev@mail.ioffe.ru

Усеинов Ниазбек Хамзович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия
+79372836583
nuseinov@mail.ru

Ускова Елена Афанасьевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79063625355
eausk@mail.ru

Уставщиков Сергей Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+783124179485
sergey@ipmras.ru

Утас Татьяна Валерьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
+79024834320
kasyanova@mail.dvo.ru

Уточкин Владимир

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79616390926
xeponum@bk.ru

Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
+375 295017190
ushakovdvu@gmail.com

Фадеев Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314333741
wonicema@rambler.ru

Фатеев Денис Васильевич

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+792710440628452391235
fateevdv@yandex.ru

Федянин Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959394544
fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

Филатов Дмитрий Олегович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107979536
dmitry_filatov@inbox.ru

Филатов Ярослав Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818406663
yaroslav.filatov@metalab.ifmo.ru

Филатова Елена Олеговна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79213334387
elenaofilatova@mail.ru

Филимонов Юрий Александрович

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
+78452272401
yuri.a.filimonov@gmail.com

Филиппов Николай Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
+79687595514
filippov@ckp-miet.ru

Фильнов Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+79233588273
sfilnov@gmail.com

Фомин Лев Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук

ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская обл.,
142432, Россия
+74965244255
fomin@iptm.ru

Фоминов Яков Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79104661489
fominov@landau.ac.ru

Фрадкин Илья Маркович

Сколковский институт науки и технологий
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79164220015
Iliia.Fradkin@skoltech.ru

Фраерман Андрей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
andr@ipmras.ru

Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
+79104637930
khabibullin@isvch.ru

Хавронин Михаил Евгеньевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
+79620051056
havronin.me@phystech.edu

Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623308
khazanova@phys.unn.ru

Хаймович Иван Михайлович

Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany
+490000000000
ivan.khaymovich@gmail.com

Холин Дмитрий Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия
+74991376820
kholin@kapitza.ras.ru

Хомицкий Денис Владимирович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314623304
khomitsky@phys.unn.ru

Хохлов Дмитрий Ремович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+74959391151
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Храпай Вадим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79030026390
dick@issp.ac.ru

Хребтов Артем Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219322013
khrebtovart@mail.ru

Цыбин Николай Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314385555
tsybin@ipmras.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал
Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
Tsyplenkov1@yandex.ru

Цырлин Георгий Эрнстович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79219056907
cirlin@beam.ioffe.ru

Чайка Александр Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+74965228369
chaika@issp.ac.ru

Чарикова Татьяна Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
+73433783733
charikova@imp.uran.ru

Черкасов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия
+79831231883
dim_cherckasov@mail.ru

Черненко Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
+79150042171
chernen@yandex.ru

Чернозатонский Леонид Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.И. Гамма-и М. Эмануэля Российской академии наук
ул. Косыгина, 4, 119334, Москва, Россия
+74959397172
cherno@sky.chph.ras.ru

Чернопицкий Максим Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+71111111111
166chemax@gmail.com

Чернышев Алексей Константинович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский

центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179476
aleksej_chernyshov@mail.ru

Чигинев Александр Валерьевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179486
chig@ipmras.ru

Чигинева Анна Борисовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79108885037
chigineva@nifti.unn.ru

Чуйкин Олег Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
+79137756408
ChuikinOA@yandex.ru

Чумаков Александр Игоревич

European Synchrotron Radiation Facility
rue Jules Horowitz, 6, Grenoble, F-38043, France
+33476882352
chumakov@esrf.fr

Чумаков Николай Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия
+79160859276
chumakov_nk@nrcki.ru

Чурин Сергей Александрович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314616543
churin@ipmras.ru

Чхало Николай Иванович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79101094218
chkhalo@ipmras.ru

Шагинян Василий Робертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, 188300, Россия
+78137136096
vrshag@thd.pnpi.spb.ru

Шадрин Антон Викторович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+79505485125
fynjygame@rambler.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+73833304475
sha_tim@mail.ru

Шарапов Андрей Анатольевич

Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра «Сколково», улица Нобеля, д. 3 Москва 143026 Россия
+79057476835
andrey.sharapov@skoltech.ru

Шастин Валерий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179479
shastin@ipmras.ru

Швецов Борис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова» Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79197770457
b.shvetsov@mail.ru

Шелухин Леонид Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79818950651
shelukhin@mail.ioffe.ru

Шитов Сергей Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+74956384646
sergey3e@gmail.com

Шкляев Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
+79130010085
aleksan@mail.ru

Шоболова Тамара Александровна

Федеральное государственное унитарное предприятие федеральный научно-производственный центр «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603950, ГСП-486, Россия
+79506090111
tomasorokina@gmail.com

Шрайбер Ларс Р.

RWTH Aachen University
Templergraben 55
+49241-8024486
lars.schreiber@physik.rwth-aachen.de

Штром Игорь Викторович

Институт аналитического приборостроения Рижский пр., 26., Санкт-Петербург, 190103
+79112123425
igorstrohm@mail.ru

Шубина Татьяна Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+78122927124
shubina@beam.ioffe.ru

Шукринов Юрий Маджнунович

Объединённый институт ядерных исследований ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия
+74962163844
shukrinov@theor.jinr.ru

Шуплецов Алексей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
+79154901488
husderbec@mail.ru

Шур Владимир Яковлевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина» ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
+73433899568
vladimir.shur@urfu.ru

Юнин Павел Андреевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учре-

ждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179491
yunin@ipmras.ru

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
Inquisitor@ipmras.ru

Юсипова Юлия Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук ул.Советская, 3, Зеленоград, Москва, 124365, Россия
+79164380178
Linda_Nike@mail.ru

Юсупов Ренат Альбертович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
+79852819648
yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+78314179482
yablonsk@ipmras.ru

Яговцев Владимир Олегович

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34
+79216576819
rusgrise@gmail.com

Авторский указатель**A**

Abrudan R. 205
 Afalla J. 491
 Ageev O.A. 311
 Akopian N. 811
 Aleshkin V.Ya. 483
 Astrov Yu.A. 489
 Atanasova P.Kh. 7
 Avogadri C. 617

B

Babukhin D.V. 9
 Balanta M.A.G. 549
 Barabanov A.F. 151
 Baranov A. 352
 Baturina T.I. 17
 Bayer M. 631, 633, 637
 Belyakov V.A. 829
 Bessas D. 296
 Blömers Ch. 356
 Bobkov A.M. 19
 Bobkova I.V. 19
 Bochkarev M.N. 481
 Bogolubskii A.S. 485
 Bolotin K. 344
 Botha A.E. 21
 Burdik C. 38

C

Chang C.-R. 416
 Chkhalo N.I. 831
 Consejo C. 617
 Coupeau C. 603
 Crichton W. 296
 Cristiani G. 69

D

Deßmann N. 573
 Dill H. 253
 Dmitriev I.A. 521
 Dokoupil L. 38, 309
 Dokukin M.E. 309
 Drouet M. 603
 Dubinov A.A. 483
 Dusch Y. 404
 Dvoretzkii S.A. 483
 Dvoretzky S.A. 485

F

Fadeev M.A. 483
 Ferrari M. 495
 Filatov D.O. 311
 Fokin A.P. 491
 Fukunari M. 491
 Furuya T. 491

G

Ganichev S.D. 521
 Gavrilenko V.I. 483, 491
 Gebert S. 617
 Gianoncelli A. 835
 Giordan o S. 404
 Glyavin M.Yu. 491
 Gonzalez Izquierdo B. 833
 Gorbenko I.V. 477
 Gotoh K. 487
 Gudina S.V. 485

H

Hardtdegen H. 356
 Hatzopoulos Z. 651
 Hsu M.-C. 416
 Huang T.-W. 416
 Hübers H.-W. 489, 573

I

Iikawa F. 549
 Ivin M.N. 481

J

Jouault B. 617

K

Kachorovskii V.Yu. 477
 Kamiya R. 491
 Kando M. 833
 Kaverin B.S. 481
 Khaidukov Yu. 241
 Khitun A.G. 288
 Kim Yu. 659
 Kimura A. 193
 Kiriyaama H. 833
 Klepikova A.S. 485
 Knap W. 477, 617
 Kocharovsky V.V. 479
 Kocharovsky V.I. 479
 Kolesnikov A.O. 833
 Komiyama T. 760
 Kopasov A.A. 11
 Kovalchuk S. 344
 Krevchik P.V. 311
 Krevchik V.D. 311
 Kudryashov M.A. 495
 Kukhtaruk S.M. 637
 Kulinova A.A. 481
 Kulikov K.V. 13
 Kulikov N.S. 483
 Kumar N. 831
 Kumar S. 193
 Kurokawa Y. 487
 Kusmartsev F.V. 756

Kusmartseva A. 756
 Kutlin A.G. 15

L

Li T.R. 311
 Lipsanen H. 659
 Liu Y. 756
 Lodygin A.N. 489
 Logvenov G. 69
 Luo Y. 756

M

Mali P. 105
 Malik A.K. 311
 Maremyanin K.V. 491
 Mashin A.I. 495
 Mathurin T. 404
 Mel'nikov A.S. 11
 Mikhailov N.N. 483, 485
 Mikheyenkov A.V. 151
 Mironov A.Yu. 17
 Molodtsova O.V. 416
 Morozov S.V. 483, 491

N

Nashaat M. 13
 Neely D. 833
 Neverov V.N. 485
 Nezhdanov A.V. 495
 Nguyen V.H. 487
 Nosach E.V. 833
 Novikov A.V. 487

O

Ogiura D. 760
 Ogura K. 833
 Okamoto R. 491
 Ono Y. 491
 Orlita M. 617
 Otsuji T. 760
 Otteneder M. 521

P

Panayotova S.A. 7
 Pavlov S.G. 489
 Pechoušek J. 38
 Pernod P. 300, 404
 Pikuz T.A. 833
 Piot B.A. 617
 Pirozhkov A.S. 833
 Plecenik A. 105
 Pogosov W.V. 9
 Pohl A. 489, 573
 Polkovnoikov V.N. 831
 Portsel L.M. 489
 Postolova S.V. 17

- Potemski M. 617
Potorochin D.V. 416
- R**
Rabinovich D.S. 19
Radu I. 205
Ragozin E.N. 833
Rahmonov I.R. 21
Rautert J. 633
Reynolds C.B. 479
Riemann H. 573
Robinson J.W.A. 112
Rodrigo J.G. 17
Ruffenach S. 617
Rüffer R. 296
Rumyantsev V.V. 483, 491
- S**
Sagisaka A. 833
Sameh M. 13
Satou A. 760
Savvidis P.G. 651
Schaepers Th. 356
Schwier E.F. 193, 599
Seitbekova K.Zh. 247
Semenov I.M. 311
Semenov M.B. 311
Sengupta K. 13
Shaleev M.V. 487
Shatokhin A.N. 833
Shelushinina N.G. 485
Shkurinov A.P. 311
Shorokhov A.V. 311
Shukrinov Yu.M. 13, 21
Shuman V.B. 489
Shvets I.V. 416
Silaev M. 23
Silaev M.A. 19
Sirtori C. 483
Smertin R.M. 831
Sokolov I. 309
Spagnolo B. 768
Springholz G. 535
Suderow H. 17
Suwa K. 760
- T**
Tani M. 491
Tatematsu Y. 491
Tekic J. 105
Teppe F. 483, 617
Tiercelin N. 300, 404
Torres J. 617
Trufanov A.N. 481
Turutkin K.V. 485
- U**
Usami N. 487
Usanov D.A. 495
Utochkin V.V. 483
- V**
Valiulin V.E. 151
Vinokur V. 17
Vishnyakov E.A. 833
Vitoux H. 296
Volk Ch. 356
Volobuev V.V. 535
- W**
Walls B. 416
Wang Y.H. 311
Weiss T. 798
Winden A. 356
Wu H.-C. 416
- Y**
Yakovlev D.R. 637
Yakunin M.V. 485
Yaremkevich D.D. 637
Yurasov D.V. 487
- Z**
Zhang B. 756
Zhukov A.A. 9
Zhukov A.O. 495
Zhussupbekov K. 416
Zuev S.Y. 831
- A**
Абрамкин Д.С. 497, 499
Абрамов А.С. 313, 317
Абросимов А.С. 547
Абросимов Н.В. 565, 567, 573
Абросимова Н.Д. 315, 350
Аверьянов Д.В. 211
Акимов А.Н. 501, 595, 605
Акишева А.В. 153
Акмаев М.А. 615
Аксенов С.В. 25
Аладышкин А.Ю. 103, 392
Алексеев П.А. 352
Алексеев С.Г. 154
Алешкин В.Я. 503, 505, 515, 557, 617, 627, 663, 673, 685, 719, 760, 762, 764
Алиев З.С. 165, 193
Аликин Д.О. 313, 317
Альперович В.Л. 603
Алябина Н.А. 751
Аминев Д.Ф. 713
Андреев А.М. 545
Андреев А.Ю. 643
Андреев Б.А. 649, 685, 745
Андреев Н. 213
Андреев Н.В. 241
Андреев П.В. 336
Андрюшечкин Б.В. 319, 386
Аникин К.В. 807
Аникьева А.Э. 390
- Анисимов М.А. 197
Анкудинов А.В. 321, 373, 414
Антипов А.В. 93, 116
Антонов А.В. 27, 503
Антонов В.А. 705
Антонов Д.А. 410
Антонов И.Н. 410, 587, 593
Антропов Н.А. 203
Антропов Н.О. 191, 292
Аплеснин С.С. 156
Арапов Ю.Г. 543
Аристов В.Ю. 416
Армбристер В.А. 739
Артамкин А.И. 535, 537, 595, 601
Артюков И.А. 835
Арутюнов Г.П. 835
Архипова Е.А. 507, 635, 689
Асеев А.Л. 727
Асрян Л.В. 741
Атепалихин А.А. 97
Афоненко А.А. 509, 679
Афоненко А.А. 509
Ахсаханян А.А. 837, 918
Ахундов И.О. 501, 605
- Б**
Бабанлы М.Б. 193
Багаев В.С. 511, 657, 681
Багаев Т.А. 735
Багаева О.О. 725
Баглов А.В. 513
Баева Э.М. 29, 30, 122, 126
Байдакова Н.А. 685, 819, 823
Байдусь Н.В. 515, 528, 679, 723, 794
Бакаров А.К. 499, 711
Баклашов Д.И. 794
Балаев Д.А. 257
Баладин Д.В. 255
Банников М.И. 32, 537, 601, 641
Барабан А.П. 390
Барабан И. 213
Бараш Ю.С. 140
Баркалова А.С. 191
Барышев В.Р. 517
Барышева М.М.
Бастракова М.В. 34, 36
Бедин С.А. 189
Бекин Н.А. 519
Белгибаев Т. 38
Белёвский П.А. 528
Белов А.И. 683
Белов Д.А. 535
Белых В.В. 615
Бельков В.В. 521
Беляев В. 213
Беляков В.А. 522
Бердников Ю.С. 731
Березин В.А. 412

- Бержанский В.Н. 376, 378
 Берт Н.А. 745
 Беспалов А.А. 40, 42
 Бетеров И.И. 727
 Бибилова В.В. 524
 Бизяев Д.А. 158, 199, 239, 281, 384, 388
 Блохин С.А. 619
 Бобров М.А. 835
 Бобров Ю.А. 323
 Бовкун Л.С. 617
 Богач А.В. 197
 Богачев С.А. 881
 Богачук Д.В. 893, 912
 Богданов С. 122
 Богданов А.А. 733, 747
 Богданов С.А. 507, 635
 Божко А.Д. 197
 Божко С.И. 103
 Болдин М.С. 551, 553
 Болгасева А. 122
 Бондаренко Л.В. 334, 366, 396
 Босак А. 296
 Боян В. 114
 Бричкин А.С. 790
 Будкин Г.В. 521, 526
 Буздин А.И. 112
 Бузынин Ю.Н. 723, 751
 Букреева И.Н. 835
 Букреева Т.В. 294
 Булатов М.Ф. 376
 Буравлев А.Д. 659
 Бухараев А.А. 158, 199, 239, 281, 360, 362, 364, 380, 384, 388
 Бушуев В.А. 845
 Бушуйкин П.А. 649, 685
 Быков Ан.В. 323
 Быков В.А. 323
 Бышевский-Конопко О.А. 163
- В**
 Вайнберг В.В. 528
 Вайнер Ю.А. 847, 855, 897
 Валеев В.Г. 796
 Варавин В.С. 758
 Васев А.В. 497
 Васильев А.Л. 259
 Васильев А.Н. 50, 118
 Васильев В.К. 27
 Васильев С.Г. 328
 Васильева Д.С. 328
 Вахрушев А.В. 114
 Вахтомин Ю.Б. 93, 116
 Вдовин В.Ф. 56, 120
 Вдовичева Н.К. 75, 394
 Вебер С.Л. 807
 Веденеев А.А. 330, 332
 Веденеев А.С. 259
 Ведь М.В. 161, 545, 635
- Вековшинин Ю.Е. 334
 Великанов Д.А. 257
 Вербин С.Ю. 631
 Вербус В.А. 819
 Верещагин М. 213
 Вилков Е.А. 163, 336
 Вилков И.В. 336
 Винклер Д. 56, 120
 Виноградов А.В. 835
 Винославский М.М. 528
 Вихарев А.Л. 507
 Вихрова О.В. 207, 273, 530, 533, 545, 587, 589, 623, 729
 Вишняков Е.А. 839, 849, 877
 Власенко В.А. 44, 79, 81
 Водолазов Д.Ю. 71, 83, 99, 128
 Волков В.А. 532, 577, 579, 721
 Волкова Н.С. 533
 Волочаев М.Н. 251
 Воробьев Л.Е. 526
 Воронцов В.А. 643
 Востоков Н.В. 394
 Ву Б.-Р. 695
 Вывенок О.Ф. 344, 390
 Вылегжанина М.Э. 400
 Высокий Ю.Е. 376
 Высоцкий С.Л. 165, 237, 290
- Г**
 Габдуллин П.Г. 253
 Гавриленко В.И. 611, 617, 627, 655, 762, 764, 788
 Гаврилин Д.Г. 294
 Гаврилкин С.Ю. 44
 Гаврилов С.С. 637
 Гаврилова П.Г. 756
 Гаврина П.С. 735
 Гайнутдинов Р.В. 340, 406
 Гайсин А.У. 851, 907
 Гайфуллин Р.Р. 46
 Галева А.В. 535, 537, 601
 Галиев Г.Б. 607
 Галиев Р.Р. 607
 Галин М.А. 48, 75
 Гаранин А.Г. 350
 Гарахин С.А. 875, 895, 897, 909
 Гареев К.Г. 286
 Гасайниев З.Ш. 183
 Гатин А.К. 342, 348
 Гатри А. 52
 Герловин И.Я. 631
 Гимазов И.И. 50, 118
 Гинзбург Н.С. 517, 539
 Гиппиус Н.А. 561, 747, 770, 798
 Глаголев П.Ю. 853
 Гладилин А.А. 713
 Глазкова Д.А. 165
 Глушков В.В. 197
 Глявин М.Ю. 673
 Гога А.В. 699
- Гогина А.А. 169, 344
 Гогина О.А. 344
 Голиков О.Л. 774, 776
 Голоколенов И. 52
 Голубов А.А. 46
 Гольцман Г.Н. 30, 71, 122, 126, 753
 Голяшов В.А. 275, 499, 599, 605
 Гончаров Б.В. 58, 60
 Гончаров Л.А. 891
 Горай Л.И. 855
 Горбачев А.М. 507
 Гордеева А.В. 95, 107
 Горев Р.В. 171, 173, 249, 263, 397
 Горох Г.Г. 699
 Горшенков М. 213
 Горшков А.П. 533
 Горшков Д.В. 605
 Горшков О.Н. 410
 Горшкова А.Г. 563
 Горюнов Ю.В. 541
 Грановский А.Б. 259
 Грибов В.В. 857
 Григорьев Е.А. 390
 Григорьев П.Д. 54
 Григорьева Н.Н. 687
 Гринберг Я.С. 134, 142
 Гришин М.В. 340, 342, 348
 Грищенко Ю.В. 796
 Громова Е.С. 782
 Грузнев Г.В. 408
 Грузнев Д.В. 334, 366, 396
 Гудина С.В. 543
 Гунбина А.А. 56, 120, 144
 Гурович Б.А. 58, 60
 Гурылев А.К. 286
 Гурьянов А.В. 371
 Гусев Г.А. 358
 Гусев Е.Э. 861
 Гусев Н.С. 173, 175, 177, 179, 183, 233, 251, 261, 271, 398, 563, 819
 Гусев С.А. 271, 336, 346, 378
 Гусева Ю.А. 619
 Гусейнов Д.В. 563, 565, 567
 Гутаковский А.К. 499
- Д**
 Давыдов А.Б. 796
 Данилов А.И. 657
 Данилов В.В. 782
 Данилов С.Н. 537, 601
 Данилов Ю.А. 161, 207, 215, 530, 545, 549, 587, 623
 Данилова А.А. 181
 Данильцев В.М. 555
 Дашков А.С. 855
 Дворецкий С.А. 521, 537, 601, 617, 627, 661, 663, 719, 758

- Двуреченский А.В. 591, 739
 Девятов Э.В. 140
 Дегтярев В.Е. 774, 776
 Деменев А.А. 637
 Дементьев П.А. 358, 367
 Дементьева М.М. 58, 60
 Демидов В.В. 241, 300
 Демидов Е.С. 183, 195, 547
 Демидова Н.Е. 547
 Демин В.А. 235, 259, 354
 Демин Г.Д. 185
 Демина П.Б. 161, 549, 551, 587, 623
 Деминов Р.Г. 46
 Демишев С.В. 187, 197
 Денисов Г.Г. 673, 751
 Денисов Н.В. 366, 396
 Денисов С.А. 585, 723, 749
 Дерябин А.С. 569
 Дзедолик И.В. 378
 Ди Санто Г. 169
 Дивочий А.В. 116
 Диденко А.Л. 400
 Дижур С.Е. 154
 Дикарева Н.В. 545, 589, 729
 Дмитриев П.Н. 97
 Добровольский О.В. 71
 Долуденко И.М. 189, 199, 294, 388
 Домантовский А.Г. 58, 60
 Дорохин М.В. 161, 201, 221, 549, 551, 587, 623
 Дохликова Н.В. 340, 348
 Драгунов Д.О. 835
 Дровосеков А.Б. 191, 292
 Дроздов М.Н. 315, 330, 350, 507, 545, 587, 685, 689, 817, 823, 859
 Дроздов Ю.Н. 555
 Дубинов А.А. 503, 505, 515, 557, 589, 673
 Дубков А.А. 768
 Дубровский А.А. 257
 Дудин В.С. 595
 Дудин Ю.А. 207, 382
 Дудко Г.М. 165, 288
 Дулебо А.И. 615
 Дунаевский М.С. 352
 Дурнев М.В. 559
 Дыбов В.А. 313, 317
 Дьяков С.А. 561, 697, 747
 Дюжев Н.А. 185
 Дюков Д.И. 691
- Е**
 Европейцев Е.А. 813
 Евсиков И.Д. 354
 Егорова Е.Д. 517, 539
 Ежевский А.А. 563, 565, 567
 Езубченко И.С. 796
- Елисеев И.А. 813
 Елькина А.И. 27, 128
 Ельцов К.Н. 332, 386
 Емельянов А.В. 235, 259
 Емельянов Е.А. 497, 499
 Ермаков А.Б. 87
 Ермаков О.Е. 747
 Ермолаева О.Л. 173, 175, 231, 261, 398
 Ерофеева И.В. 551, 553
 Ерхова Н.Ф. 849, 881
 Ершов А.В. 679, 745
 Есин В.Д. 140
 Есин М.Ю. 497, 499, 569
 Естюнин Д.А. 165, 193, 229, 283, 599
 Ефимов А.Д. 195, 547
- Ж**
 Жданов Е.Ю. 711
 Живая Я.А. 245
 Жигалина О.М. 199
 Жидяев К.С. 794
 Жолудев М.С. 571, 639
 Жук Н.А. 893
 Жукавин Р.Х. 573, 609, 799
 Жуков А.А. 356
 Жуков А.Е. 619, 655
 Журкин В.С. 197
- З**
 Забавичев И.Ю. 524, 575
 Заболотных А.А. 532, 577, 579, 581, 721
 Забродин И.Г. 865, 891
 Заверткин П.С. 849, 867
 Загороднев И.В. 581, 721
 Загорский Д.Л. 189, 199, 294, 388
 Зайнагутдинов А.Р. 583
 Зайцев А.А. 607
 Зайцев А.В. 585, 751
 Заморянская М.В. 358, 367
 Занавескин М.Л. 796
 Заславский В.Ю. 517, 539
 Зброжек В.О. 107
 Звонков Б.Н. 530, 543, 545, 587, 589, 729
 Здоровейщев А.В. 161, 201, 207, 221, 265, 273, 551, 553, 587, 635, 729
 Зеленовский П.С. 328
 Зиганшин М.А. 360, 362, 364, 380
 Зиганшина С.А. 360, 362, 364, 380
 Зиновьев В.А. 591, 739
 Зиновьева А.Ф. 591
 Злотников А.О. 25
- Зорина М.В. 847, 865, 869, 871, 873, 918
 Зотов А.В. 334, 366, 396, 408
 Зубков В.И. 743
 Зубков С.Ю. 215, 382, 593
 Зубкова Е.И. 348
 Зубов Ф.И. 619
 Зудин Д.Ю. 315, 350
 Зуев С.Ю. 839, 841, 914
 Зыбцев С.Г. 701
- И**
 Иванов А.А. 62, 130
 Иванов А.В. 725
 Иванов С.В. 661
 Иванова Е.В. 358, 367
 Ивлюшкин Д.В. 849, 867
 Изюров В.В. 203
 Иконников А.В. 535, 595, 617, 758
 Икусов Д.Г. 663
 Ильин А.И. 62, 369
 Ильин О.И. 371
 Ильина М.В. 371
 Илькив И.В. 855
 Ильюшина Н.Д. 330
 Иорш И.В. 733
 Иоселевич А.С. 597
 Иоселевич П.А. 64
 Исмагилов Р.Р. 375
 Истомин Л.А. 533
 Ишибаши Т. 156
 Ищенко Д.В. 501, 605
- К**
 Кабаев К.С. 780
 Кабальнов Ю.А. 809
 Кавеев А.К. 599
 Каверин Б.С. 336
 Кавокин А.В. 651
 Кавокин К.В. 631, 633
 Кадыков А.М. 617
 Казаков А.С. 535, 537, 601
 Казанцев Д.М. 603
 Калабухов А.С. 56, 120
 Калашникова А.М. 205, 211
 Калевич В.К. 651
 Калентьева И.Л. 207, 265
 Калинин Ю.Е. 259
 Калинин М.А. 649
 Калинушкин В.П. 713
 Калюжный Н.А. 619
 Каневский В.М. 199
 Каравайников А.В. 378
 Каратеев И.А. 211
 Караштин Е.А. 175, 209
 Кардакова А.И. 29, 30, 122, 126
 Карзанов В.В. 547
 Карцовник М.В. 54
 Касатиков С.А. 851

- Кассин Г.Л. 768
 Каськов И.А. 865, 891
 Каурова Н.С. 753
 Кафанов С.Г. 52
 Кац В.Н. 211, 279
 Кашевич И.Ф. 338
 Квашенников Д.С. 875, 897
 Квеглис Л.И. 221
 Кетков С.Ю. 336
 Ким Ч.С. 34
 Кинев Н.В. 65
 Кириллов В.Л. 257
 Кириллова С.А. 286
 Кириченко А.С. 839
 Кислинский Ю.В. 69
 Клёнов Н.В. 36
 Климов А.А. 300
 Климов А.Э. 501, 595, 605
 Климов Е.А. 607
 Климовских И.И. 165, 169, 193, 229, 283
 Клочков А.Н. 607
 Клушин А.М. 48, 128
 Кобяков А.В. 245
 Ковалевский К.А. 573, 609
 Ковальский В.А. 201, 545
 Кожевников А.В. 165, 237, 288, 290
 Козабаранов Р.В. 217
 Козлов В.А. 524, 575, 709, 715
 Козлов Д.А. 521
 Козлов Д.В. 571, 611, 758
 Колесников А.О. 877
 Колесников Н.Н. 140
 Колесникова В. 213
 Колмычек И.А. 233
 Коломийцев А.С. 376
 Комаров Д.А. 58, 60
 Комиссаренко Ф.Э. 733
 Комков О.С. 497
 Конаков А.А. 665, 683
 Конашук А.С. 851
 Конев В.В. 67
 Конотоп В.В. 845
 Константилян К.И. 69, 300
 Коняев В.П. 657
 Копылов Д.А. 233
 Корель И.И. 707
 Корнеев А.А. 71
 Корнеева Ю.П. 71
 Королев Д.С. 683
 Королев С.А. 689, 699
 Королева А.В. 283
 Коротаяев Е.В. 867
 Коротков А.В. 691
 Коротков С.Ю. 879
 Коршунов М.М. 73
 Корюкин И.В. 667
 Коряжина М.Н. 768
 Корякин А.А. 613
 Костеров А.А. 286
 Костюченко А.В. 313, 317
 Котляр В.Г. 408
 Котляр К.П. 613, 715
 Котов В.В. 323
 Кочаровская Е.Р. 539, 667
 Кочаровский В.В. 667
 Кочаровский Вл.В. 667
 Кочиев М.В. 615
 Кочугова Е.С. 693
 Кошелец В.П. 65, 97
 Кравец В.А. 358
 Кравцов Е.А. 191, 227, 292
 Краев В.А. 635
 Краев С.А. 507, 555, 689
 Красиков А.А. 257
 Красилин А.А. 373
 Красильник З.Ф. 649, 685, 747, 821, 823
 Красильникова Л.В. 649
 Краснобородько С.Ю. 376
 Краснов В.М. 48
 Крейнс Н.М. 191, 292
 Кривобок В.С. 511, 681, 713
 Кривулин Н.О. 693
 Кричевский В.В. 657
 Криштоп В.Г. 707
 Криштопенко С.С. 617
 Круглов А.В. 515
 Крыжановская Н.В. 619, 717
 Крылов Б.В. 414
 Крюков А.В. 794
 Крюков Р.Н. 201, 215, 382, 587, 593
 Кудасов Ю.Б. 217
 Кудрин А.В. 161, 207, 221, 273, 545, 585, 623, 625, 751
 Кудрявцев К.Е. 627, 649, 729
 Кудряшов М.А. 677
 Кудряшова Ю.П. 522
 Кузин С.В. 839, 849, 881
 Кузнецов А.С. 743
 Кузнецов И.И. 865, 869
 Кузнецов М.А. 219
 Кузнецов П.А. 629
 Кузнецов Ю.М. 201, 207, 221, 551, 553, 623
 Кузнецова И.А. 629
 Кузнецова М.С. 631, 633
 Кузнецова Т.А. 400
 Кузьмин Л.С. 95, 107, 132
 Кузьмин М.Ю. 585
 Кузякин Я.Д. 745
 Кукушкин В.А. 635
 Кукушкин С.А. 613, 715
 Кулагина А.С. 782
 Кулагина М.М. 619
 Кулаков Д.А. 780
 Кулаковский В.Д. 637, 653
 Кулик Л.В. 645, 647
 Куликов Н.С. 571, 611, 639
 Кунцевич А.Ю. 32, 615, 641
 Куприянов М.Ю. 46
 Курин В.В. 75
 Курицын Д.В. 673
 Курносов В.Д. 725
 Курносов К.В. 725
 Курнякко Ю.В. 657
 Кутин А.А. 400
 Кутузов Л.В. 58, 60
 Кучинская П.А. 739
 Кушнир В.Н. 46
Л
 Лаврухина Е.А. 780
 Ладугин М.А. 643, 657, 725, 735
 Лазарева К.А. 233
 Ланцев Е.А. 551, 553
 Лапицкая В.А. 400
 Ларионов А.В. 645, 647
 Латышев А.В. 727
 Лашкова А.К. 338
 Лебедев В.А. 373
 Лебле С. 213
 Лев Л.Л. 796
 Левичев М.Ю. 128
 Левичев С.Б. 533
 Леесмент С.И. 323
 Лейман В.Г. 671
 Лемзяков С.А. 56, 120
 Лесников В.П. 161, 201, 221, 530, 545, 623, 625
 Леушин А.Н. 705
 Литвин А.П. 782
 Лобаев М.А. 507, 635
 Лобанов Д.Н. 649
 Лобинцов А.В. 657, 725
 Логинов А.Б. 375, 412
 Логинов Б.А. 375, 412
 Логунов М.В. 181, 404
 Лозовик Ю.Е. 138
 Лопатин А.Я. 841, 859, 885, 909, 924
 Лошкарёв Д.И. 497, 499
 Лузанов В.А. 154
 Лукашкин В.А. 743
 Лукичев В.Ф. 705
 Лукошкин В.А. 651
 Лучин В.И. 841, 859, 885
 Лядов Н.М. 118
 Ляпилин И.И. 223
 Ляшко С.Д. 378
М
 Мазаник А. 77
 Мазов Л.С. 225
 Майборода И.О. 796
 Майдыковский А.И. 233
 Макарова И.П. 406

- Макарова М.А. 203
 Макарова М.В. 191, 227, 292
 Макарова Т. 229
 Макарецв И.В. 522
 Максимов А.А. 653
 Максимов М.В. 619
 Малиева Е.М. 60
 Маликов И.В. 412
 Малкин А.М. 517, 539
 Малышев И.В. 887, 897, 901, 903, 922, 924
 Мальцев Е.И. 79, 81
 Мамонов Е.А. 233
 Манова Н.Н. 71
 Мансфельд М.А. 56, 120
 Манцызов Б.И. 845
 Мараров В.В. 366
 Маремьянин К.В. 617, 655, 673
 Маринеро Э. 122
 Маркелов А.С. 857
 Мармалюк А.А. 643, 657, 725, 735
 Мартовицкий В.П. 32
 Мартышов М.Н. 259
 Мартьянов О.Н. 257
 Марычев М.О. 683
 Марычев П.М. 83
 Мастеров Д.В. 27, 85, 107
 Масюгин А.Н. 156
 Матаев М.М. 247
 Матвеева Е.А. 565, 567
 Матецкий А.В. 366, 396
 Матюшенко Е.В. 605
 Махашабде С. 120
 Махиборода М.А. 861, 863, 879
 Махов И.С. 526
 Машин А.И. 677
 Мельников А.С. 101, 760
 Меренков А.В. 87
 Мизеров А.М. 659
 Милин В.Е. 625
 Мингалева А.Е. 893, 910, 912
 Минеев М.Н. 350
 Миннеханов А.А. 259
 Минтаиров С.А. 619
 Миньков Г.М. 661
 Миргородская Е.Н. 265
 Миронов В.Л. 171, 173, 195, 231, 261, 263, 397, 398
 Митрофанов А.В. 889
 Митько С.В. 354
 Михайленко М.С. 865, 869, 871, 891, 922
 Михайлов А.Н. 27, 683
 Михайлов М.Ю. 71
 Михайлов Н.Н. 521, 537, 601, 617, 627, 661, 663, 719, 758
 Михайлова А.М. 665
 Михайлова Т.В. 376, 378
 Михалюк А.Н. 334, 366, 396, 408
 Мишин А.В. 667
 Моисеев Э.И. 619
 Молодцов С. 910
 Монсо П. 772
 Моргун Л.А. 796
 Морозов А.И. 89
 Морозов М.Ю. 669, 671
 Морозов П.В. 93, 116
 Морозов С.В. 27, 503, 571, 611, 627, 639, 655, 673, 760, 762, 764, 788, 811
 Морозова А.С. 364, 380
 Морозова Е.А. 675
 Морозова Е.Е. 819, 823
 Москвин А.С. 67, 91
 Мошкова М.А. 93, 116
 Мурзина Т.В. 233
 Муртазин Р.И. 683
 Муслимов А.Э. 388
 Мустафин И.А. 756
 Мухаматчин К.Р. 284, 683
 Мяконьких А.В. 705
- Н**
 Нагирная Д.В. 56, 120, 144
 Насеткин К.А. 575
 Неведомский В.Н. 745
 Неверов В.Н. 543
 Недвига А.С. 378
 Нежданов А.В. 530, 547, 585, 587, 677, 745, 819
 Неизвестный И.Г. 501, 605, 727
 Некипелов С.В. 893, 910
 Некоркин С.М. 515, 589, 679, 729
 Ненашев А.В. 591, 739
 Нефёдов С.Г. 211
 Нечай А.Н. 871, 887, 901, 903, 905
 Никируй К.Э. 235, 259
 Никитин М.В. 701
 Никитов С.А. 163, 177, 181, 273, 300, 404
 Никифоров А.И. 569
 Николаев С.Н. 259, 511, 681, 713
 Николаева А.В. 294
 Николенько А.Д. 849, 867
 Николитчев Д.Е. 215, 382, 593
 Никольская А.А. 683
 Никулин Ю.В. 237, 290
 Новиков А.В. 515, 561, 563, 591, 649, 685, 697, 739, 747
 Новиков А.С. 768
 Новицкий Н.Н. 165, 267
 Ноздрин Ю.Н. 128
 Носов А.П. 203
- Нунупаров М.С. 815
 Нураева А.С. 328
 Нургазизов Н.И. 158, 239, 281, 384
- О**
 Оболенская Е.С. 691
 Оболенский С.В. 315, 350, 524, 575, 687, 691, 709, 715, 809
 Образцов А.Н. 375
 Обьедков А.М. 336
 Овсянников Г.А. 69, 241, 300
 Овчинников О. 753
 Озерин С.А. 340, 348
 Окомельков А.В. 128
 Окулич В.И. 751
 Окулич Е.В. 768
 Ольшанский Е.Д. 58, 60
 Олянич Д.А. 366
 Омельянич А. 213
 Онищенко Е.Е. 681, 713
 Орехова К.Н. 358
 Орешкин Г.И. 853
 Орлов А.П. 154, 701
 Орлова А.Н. 643
 Островский П.М. 64
 Отроков М.М. 165, 193
 Охупкин А.И. 555, 635, 689
- П**
 Павельев Д.Г. 691
 Павлов А.В. 253
 Павлов В.В. 211, 243, 279
 Павлов Д.А. 623, 625, 643, 683, 693, 749
 Павлов Е.С. 237
 Павлов С.А. 27, 85, 107
 Павлов С.Г. 573
 Павлова Т.В. 386
 Падалица А.А. 643, 657, 725
 Панина Л. 213
 Панкин П.С. 695
 Панкратов А.Л. 95, 107, 132
 Панов Д.В. 189, 388
 Панов Ю.Д. 67, 91, 277, 298
 Парамонов М.Е. 97
 Парафин А.Е. 27, 85, 107
 Парфёнов О.Е. 211
 Паршин В.В. 673
 Патрин Г.С. 245, 247
 Пашенькин И.Ю. 128, 183, 219, 233, 249, 251
 Пашин Д.С. 34
 Пашкин Ю.А. 52
 Пащин Н.С. 501
 Пеннийнен В.А. 414
 Перваков К.С. 44, 79, 81
 Перекалов А.А. 901, 903
 Перепелица А.С. 753
 Перескоков В.С. 378

- Перетокин А.В. 697
 Пермяков Д.В. 733
 Перов А.А. 675
 Перов Н. 213
 Перунов И.В. 189
 Перцов А.А. 849
 Пестов А.Е. 841, 865, 869, 871, 873, 875, 885, 887, 891, 909, 922, 924
 Петача Л. 169
 Петржик А.М. 69
 Петржик Е.А. 338
 Петров В.Н. 253
 Петров М.Ю. 631
 Петров Ю.В. 261, 271, 344, 390
 Петрова О.В. 893, 910, 612
 Петрушков М.О. 497, 499
 Петрякова Е.В. 522
 Петухова О.Е. 130
 Пещеренко Н.С. 597
 Пилипчук А.С. 528
 Пирогов Е.В. 855
 Писарев Р.В. 205
 Пихтин Н.А. 657, 735, 737, 741
 Планкина С.М. 530, 587
 Пластовец В.Д. 99, 101
 Плешков Р.С. 851, 887, 895, 909
 Плиговка А.Н. 699
 Погосов А.Г. 711
 Погосов В.В. 138
 Подгорных С.М. 543
 Подзорова С.А. 414
 Подоскин А.А. 657, 735
 Покровский В.Я. 701
 Ползикова Н.И. 154
 Полищук О.В. 703
 Полковников В.Н. 839, 843, 875, 881, 887, 895, 897, 907, 914, 916
 Полковников М.Н. 924
 Половинкин А.В. 255
 Полушкин Н.И. 219
 Поляков В.В. 323
 Пономарев Д.С. 764
 Попков С.И. 257
 Попов А.А. 551, 553
 Попов А.В. 889
 Попов В.В. 669, 671, 703
 Попов В.Г. 707
 Попов В.П. 705
 Попова А.В. 294
 Порошин В.Н. 528
 Потехин А.А. 524, 709
 Похабов Д.А. 711
 Преображенский В.В. 497, 499
 Пресняков М.Ю. 259
 Приходько К.Е. 58, 60
 Проглядо В.В. 191, 227, 292
 Прокопович Д.В. 889
 Просников М.А. 205
 Протогенов А.П. 825
 Пручкина А.А. 713
 Пугач Н.Г. 146
 Пугачев М.В. 615
 Пузанов А.С. 524, 575, 687, 709, 715
 Пунегов В.И. 899
 Путилов А.В. 103, 392
 Путято М.А. 497, 499
 Пушкарев С.С. 607
Р
 Рагозин Е.Н. 877
 Радищев Д.Б. 635
 Раевский А.О. 154
 Разова А.А. 611
 Ракуть И.В. 107
 Рамазашвили Р. 54
 Рассадин А.Э. 412
 Рахлин М.В. 813
 Рахронов И.Р. 77, 105
 Рева А.С. 881
 Ревин А.А. 665
 Ревин Л.С. 95, 107
 Ревин М.В. 522
 Редди Х. 122
 Резник А.Н. 394
 Резник Р.Р. 613, 655, 717, 782, 788, 811
 Ремесник В.Г. 663, 719
 Реунов Д.Г. 515
 Рогов В.В. 251
 Родионов Д.А. 581, 721
 Родионова В. 213
 Родякина Е.Е. 739
 Романцевич В.И. 725
 Рудаков К.И. 65
 Руденко К.В. 705
 Рульков А.С. 675
 Румянцев В.В. 503, 611, 627, 639, 673, 758, 760
 Русецкий М.С. 275
 Рут О.Э. 661
 Рыбальченко Г.В. 32
 Рыбин Г.А. 294
 Рыбкин А.Г. 169
 Рыжий В.И. 671
 Рыков А.В. 723
 Рыльков В.В. 235, 259
 Рябова Л.И. 535, 537, 595, 601
 Рябова М.А. 410
 Рябоштан Ю.Л. 643, 725
 Рябцев И.И. 727
 Рябчун С.А. 753
С
 Савва Ю.Б. 114
 Савельев А.П. 543
 Савельев В.В. 778
 Савенко О.В. 629
 Савескул Н.А. 122
 Савин К.А. 681
 Савинов Д.А. 27
 Савицкий А.О. 191, 292
 Садаков А.В. 79
 Садовников А.В. 177, 273
 Садреев А.Ф. 695
 Салашенко Н.Н. 837, 839, 841, 843, 859, 865, 875, 881, 885, 889, 901, 903, 905, 914, 918, 924
 Самарцев И.В. 589, 679, 729
 Саматов М.Р. 109
 Самохвалов А.В. 101, 112
 Самсонова А. 30
 Самусев А.К. 733
 Сапожников М.В. 171, 177, 179, 219, 249, 251, 261, 398
 Сапожников С.М. 657, 725
 Саранин А.А. 334, 366, 396, 408
 Сарвадий С.Ю. 340, 342, 348
 Сатанин А.М. 34, 36, 138
 Сафин А.Р. 163
 Сафиуллина А.С. 362
 Сафонов С.С. 181, 404
 Саха С. 122
 Сахаров В.К. 165, 237, 288, 290
 Сахроновков С.С. 851, 907
 Светличный В.М. 400
 Светогоров В.Н. 725
 Светодух С.С. 753
 Свечников М.В. 839, 843, 847, 855, 875, 895, 897, 909
 Свинцов Д.А. 766
 Седов Е.С. 651
 Селезнев А.Ф. 667
 Селезнев М.Е. 237, 290
 Селезнева Е.В. 406
 Селиванов Ю.Г. 32, 641
 Семенов А.В. 30, 122
 Семенов Н.М. 336
 Семенов С.В. 257
 Семина М.А. 813
 Семук Е.Ю. 378
 Семягин Б.Р. 499
 Сергеев А.С. 539
 Сергеев И. 296
 Сергеев С.М. 697, 747
 Сибирев В.Н. 731
 Сибирев Н.В. 731
 Сивков В.Н. 893, 910, 912
 Сивков Д.В. 893, 910, 912
 Сидоренко А.С. 114
 Сидоров Г.Ю. 605
 Сидорова Н.В. 522
 Симаков В.А. 657, 735
 Синев И.С. 733
 Синченко А.А. 772
 Ситников А.В. 235, 259
 Скандяков Р.Н. 893, 912

- Скороходов Е.В. 85, 173, 175, 195, 263, 378, 397, 398, 649, 697, 699, 819, 821
Скурлов И.Д. 782
Слипченко С.О. 657, 735, 737, 741
Случанко Н.Е. 197
Смагина Ж.В. 591, 739
Смертин Р.М. 897, 907, 909, 914, 916, 924
Смирнов В.А. 371
Смирнов Д.С. 633
Смирнов К.В. 93, 116
Смирнов М. 753
Смирнова А.К. 330
Соболев М.С. 855
Соболева О.С. 735, 737
Соболевский О.А. 32
Соколов П.С. 631
Соколова З.Н. 741
Соловьев В.А. 661
Соломникова А.В. 743
Сорокин С.В. 813
Сресели О.М. 745
Станкевич К.Л. 241, 300
Степанец-Хуссейн Э. 645, 647
Степанов А.Н. 635
Степанов П.А. 185
Степихова М.В. 561, 697, 739, 747, 821
Степушкин М.В. 265
Стогний А.И. 156, 165, 267
Столяров В.Л. 58, 60
Сторчак В.Г. 211
Строков В.Н. 253
Сумец М.П. 313, 317
Супрун С.П. 501, 605
Суражевский И.А. 235
Суханова Т.Е. 400
Сухоруков А.В. 563, 565, 567
Сухоруков Ю.П. 203
Сушков А.А. 693, 749
Сыроквашин М.М. 867
Сычев С.М. 585, 751
- Т**
Табачков О.В. 768
Тагиров Л.Р. 46
Таланов Ю.И. 50, 118
Талденков А.Н. 211
Тарасенко С.А. 521
Тарасов А.С. 605
Тарасов М.А. 56, 120, 144
Тарасова Е.А. 687
Тарелкин С.А. 707
Тарков М.С. 705
Тартаковский И.И. 653
Татарский Д.А. 251, 269, 271, 336
Тележников А.В. 583
- Темирязев А.Г. 207, 261, 273, 402, 404
Темирязева М.П. 207, 265, 273, 404, 587
Терещенко О.Е. 165, 275, 501, 595, 599, 605
Тетельбаум Д.И. 27, 683
Тимонина А.В. 140
Тимофеев В.А. 569
Тимофеев И.В. 695
Тимошнев С.Н. 659
Тимошук К.И. 414
Титова А.М. 751
Титова Н.А. 29, 30, 122, 126
Тиходеев С.Г. 561, 653
Тихоненко Ф.В. 705
Товарнов Д.А. 861
Тогушова Ю.Н. 73
Токарев В.А. 794
Токмачев А.М. 211
Токунов Ю.М. 918
Толстихина А.Л. 406
Томинов Р.В. 371
Торопов А.А. 813
Торопов М.Н. 837, 887, 918, 924
Третьяков Д.Б. 727
Третьяков И.В. 753
Тригуб А.Л. 916
Трофимов А.Н. 358, 369
Трофимов О.В. 62
Труфанов А.Н. 533
Труханов А.В. 267
Трухин В.Н. 756
Трушин В.Н. 551, 553, 585, 751
Тузиков А.М. 255
Тупчая А.Ю. 334, 366, 396
Турпанов И.А. 245
Турьгин А.П. 313, 317
- У**
Уаман Светикова Т.А. 758
Убийвовк Е.В. 659
Убийвовк Е.Д. 613
Удалов О.Г. 173, 177, 179, 261
Ужаков И.Н. 663
Уласевич Б.А. 837
Улитко В.А. 67, 277, 298
Усанов Д.А. 677
Усачев П.А. 211, 279
Усеинов Н.Х. 281
Ускова Е.А. 551, 553
Усов Ю.В. 625, 643
Уставщиков С.С. 27, 128
Устинов А.Б. 253
Устинов А.В. 87
Устинов В.В. 227, 292
Утас О.А. 408
Утас Т.В. 366, 408
Уткин Д.Е. 807
- Уточкин В.В. 611, 639, 760, 762
Ушаков Д.В. 509, 679
- Ф**
Фадеев М.А. 627, 760, 762
Фатеев Д.В. 669, 671, 703, 766
Федоренко А.Д. 867
Федоров А.С. 181
Федотов А.Ю. 114
Фефелов А.Г. 522, 691
Фефелова Е.Л. 522
Фещенко Р.М. 835
Филатов Д.О. 410, 585, 751
Филатов Е.В. 653
Филатова Е.О. 851, 907, 920
Филимонов Ю.А. 165, 237, 288, 290
Филиппенко Л.В. 65, 97
Филиппов Н.А. 879
Филлипсон Г.Ю. 156
Фильнов С.О. 193, 229, 283
Фирсов Д.А. 526
Фирсов Д.Д. 497
Фокин А.П. 673
Фомин Л.А. 163, 412
Фоминов Я.В. 64
Фоминский М.Ю. 97
Форш П.А. 259
Фрадкин И.М. 770
Фраерман А.А. 219, 251, 284
Фролов А.В. 701, 772
Фролов К.В. 189
- Х**
Хабибуллин Р.А. 655, 764, 788
Хазанова С.В. 687, 774, 776, 778
Хайбуллин Р.И. 199
Хайдуков Ю.А. 227
Халисов М.М. 414
Ханипов Т.Ф. 384
Харитонов В.А. 340, 348
Харитонский П.В. 286
Хивинцев Ю.В. 165, 237, 288, 290
Хмеленин Д.Н. 199
Ходос И.И. 201
Холин Д.И. 191, 292
Холкин А.Л. 328
Хомицкий Д.В. 780
Хорошилов В.С. 603
Хорошко Л.С. 513
Хохлов Д.Р. 535, 537, 595, 601
Храпай В.С. 29, 30, 122
Храпова Е.К. 373
Хребтов А.И. 782
- Ц**
Цветков Д.М. 845
Цепелин В. 52

Цыбин Н.Н. 841, 847, 859, 875
 Цыпленков В.В. 573, 784, 786
 Цырлин Г.Э. 613, 655, 717, 782,
 788, 811

Ч

Чайка А.Н. 416
 Чалков В.Ю. 585, 749, 751
 Чареев Д.А. 50, 118
 Чарикова Т.Б. 130
 Чезганов Д.С. 313
 Чекушкин А.М. 56, 120, 144
 Чен К.-П. 695
 Ченцов С.И. 713
 Червинский В.И. 849
 Черкасов Д.А. 199, 294, 388
 Черненко А.В. 792
 Чернов М. 661
 Черноглазов К.Ю. 259
 Чернозатонский Л.А. 792
 Чернопицкий М.А. 511, 681,
 713
 Черных А.В. 412
 Черных И.А. 796
 Чернышев А.К. 865, 871, 891,
 922
 Чигарев С.Г. 163
 Чигинев А.В. 132
 Чигинева А.Б. 794
 Чижевский Е.Г. 641
 Чижик С.А. 400
 Чиков А.А. 67
 Чирков В.В. 384
 Чичков В.И. 87
 Чопорова Ю.Ю. 609
 Чувиллин А.Л. 271
 Чуев М.А. 189
 Чуйкин О.А. 134
 Чукланов А.П. 158, 239, 281,
 384
 Чулков Е.В. 165, 193, 229, 283
 Чумаков А.И. 296
 Чумаков Н.К. 796
 Чунин И.И. 635
 Чупрунов Е.В. 857
 Чуриков Д.В. 376
 Чурин С.А. 136

Чхало Н.И. 837, 839, 841, 843,
 847, 851, 855, 859, 865,
 869, 871, 875, 881, 885,
 887, 891, 895, 897, 909,
 914, 916, 918, 922, 924

Ш

Шадрин А.В. 69, 298
 Шайхулов Т.А. 241, 300
 Шалаев В.М. 122
 Шалеев М.В. 697, 821
 Шамирзаев Т.С. 633
 Шапиро Д.С. 138
 Шапошников А.Н. 376, 378
 Шаратов А.А. 798
 Шарков В.В. 768
 Шаров Т.В. 344
 Шастин В.Н. 573, 609, 665, 784,
 786, 799
 Шатохин А.Н. 877
 Шашкин В.И. 394, 507, 689, 817
 Швец В.А. 663
 Швецов Б.С. 805
 Швецов О.О. 140
 Швыдько Ю. 296
 Шевлюга В.М. 386
 Шелаев А.В. 378
 Шелухин Л.А. 205, 211
 Шелушина Н.Г. 130, 543
 Шенгуров В.Г. 585, 723, 749,
 751
 Шенгуров Д.В. 819
 Шерешевский И.А. 75
 Шерстобитов А.А. 661
 Шерстякова В.Н. 501
 Шестаков В.А. 73
 Шикин А.М. 165, 169, 193, 229,
 283
 Шитов С.В. 87
 Шицевалов Н.Ю. 197
 Шиян Я.Г. 247
 Шкляев А.А. 711
 Шоболова Т.А. 809
 Штром И.В. 811
 Штыгашев А.А. 134, 142
 Шуб Б.Р. 340, 348
 Шубина К.Ю. 659

Шубина Т.В. 813
 Шугаров А.С. 849
 Шукринов Ю.М. 38, 77, 105
 Шуплецов А.В. 815
 Шур В.Я. 313, 317, 328, 418
 Шураков А.С. 753
 Шустин М.С. 25
 Шут В.Н. 338

Щ

Щаврук Н.В. 655
 Щёлоков А.Н. 304
 Щербаков А.В. 637

Э

Эдельман В.С. 56, 120
 Энтин В.М. 727
 Эпов В.С. 605
 Эрлих Г. 910

Ю

Южаков В.В. 328
 Юнин П.А. 27, 128, 545, 649,
 685, 689, 699, 817, 823,
 855, 916
 Юрасов Д.В. 515, 563, 685, 747,
 819, 823
 Юрканов Д.В. 191, 292
 Юсипова Ю.А. 302, 304
 Юсупов Р.А. 56, 120, 144
 Юшков В.И. 245

Я

Яблоков А.А. 95
 Яблонский А.Н. 561, 649, 685,
 739, 745, 747, 819, 821, 823
 Яговцев В.О. 146
 Яковлев А.А. 334
 Яковлев Д.Р. 631, 633
 Якунин М.В. 543
 Якунин С.Н. 916
 Якшина Е.А. 727
 Янг Ж.-Х. 695
 Яриков С.А. 247
 Яроцкая И.В. 643
 Ясинская Д.Н. 277
 Яснов Д.И. 825

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXIV Международного симпозиума

Нижний Новгород, 10–13 марта 2020 г.

Том 2: секции 3, 5

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия
Тел.: (831) 4179482 +262, (831) 4179476+520, факс: (831) 4179464
e-mail: symp@nanosymp.ru, Internet: <http://nanosymp.ru/>

Формат 60×90 1/8.
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».
Усл. печ. л. 58. Заказ № 76. Тираж 150 экз.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати: *М.Л. Тимошенко, В.В. Шеина*

Отпечатано в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского
603000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37
Тел. (831) 433-83-25